



# isolation des photons de grande impulsion transverse dans les collisions proton+proton à 200 GeV dans l'expérience PHENIX au RHIC

Ahmed Hadj Henni

## ► To cite this version:

Ahmed Hadj Henni. isolation des photons de grande impulsion transverse dans les collisions proton+proton à 200 GeV dans l'expérience PHENIX au RHIC. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Nantes, 2007. Français. NNT : . tel-00137654

**HAL Id: tel-00137654**

**<https://theses.hal.science/tel-00137654>**

Submitted on 21 Mar 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**École Centrale de Nantes**

**Université de Nantes**

**École des Mines de Nantes**

ECOLE DOCTORALE STIM

<<SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX>>

Année 2007

**Isolation des photons de grande impulsion transverse dans les  
collisions proton+proton à 200 GeV dans  
l'expérience PHENIX au RHIC**

**THÈSE DE DOCTORAT**

Discipline : Physique

Spécialité : Nucléaire

Présentée  
et soutenue publiquement par

**Ahmed HADJ HENNI**

le 08 février 2007, devant le jury ci-dessous

Président	François Sébille	Professeur Université, Subatech, Nantes
Rapporteurs	Frédéric Fleuret Guy Roche	Chargé de Recherche CNRS, Polytechnique, Palaiseau Professeur Émérite, Université Blaise Pascal/Clermont II
Examinateurs	Laurent Aphecetche François Arleo Hugues Delagrangé François Sébille	Chargé de Recherche CNRS, Subatech, Nantes Chargé de Recherche CNRS, LAPTH, Annecy-le-Vieux Directeur de Recherche CNRS, Subatech, Nantes Professeur Université, Subatech, Nantes

**Directeur de thèse : Hugues Delagrangé**

Co-encadrant : Laurent Aphecetche

N ED 366-295



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte physique</b>	<b>3</b>
1.1 Le Modèle Standard . . . . .	3
1.2 La Chromodynamique Quantique . . . . .	4
1.2.1 Liberté asymptotique . . . . .	5
1.2.2 Diagramme de phases . . . . .	5
1.2.3 Le Plasma de Quarks et de Gluons . . . . .	7
1.2.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes . . . . .	8
1.3 Les signatures du Plasma de Quarks et de Gluons . . . . .	9
1.3.1 Observables globales . . . . .	9
1.3.2 La suppression du $J/\psi$ . . . . .	13
1.3.3 L'augmentation de l'étrangeté . . . . .	14
1.3.4 La suppression des particules à grande impulsion transverse . . . . .	14
1.3.5 Les signatures leptoniques . . . . .	15
1.4 Les photons sondes du PQG . . . . .	16
1.4.1 Les différentes sources de photons . . . . .	16
1.4.2 Pourquoi les photons ? . . . . .	18
1.4.3 Production des photons "durs" . . . . .	20
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>25</b>
2.1 RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider . . . . .	25
2.1.1 Tandem Van de Graaff . . . . .	25
2.1.2 Linac : Linear Accelerator . . . . .	25
2.1.3 Booster et Alternating Gradient Synchrotron (AGS) . . . . .	26
2.1.4 RHIC . . . . .	27
2.1.5 Performances du RHIC . . . . .	27
2.2 Les quatre expériences du RHIC . . . . .	27
2.2.1 BRAHMS : Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers . . . . .	27
2.2.2 PHOBOS . . . . .	28
2.2.3 STAR : Solenoidal Tracker At RHIC . . . . .	30
2.2.4 PHENIX : Pionnering Energy Nuclear Interaction eXperiment . . . . .	31
2.3 PHENIX . . . . .	31
2.3.1 Les aimants PHENIX . . . . .	32
2.3.2 Détecteurs globaux : Event Characterisation Detectors . . . . .	34

2.3.3	Beam-Beam Counter (BBC)	35
2.3.4	Zero Degree Calorimeter (ZDC)	38
2.3.5	Multiplicity Vertex Detector (MVD)	39
2.3.6	Muons Arm Detector (nord et sud)	39
2.3.7	Central Arm Detectors	40
2.3.8	Drift Chamber (DC)	40
2.3.9	Pad Chambers (PC)	40
2.3.10	Ring Imaging Cerenkov (RICH)	41
2.3.11	Time Expansion Chamber (TEC)	42
2.3.12	Time Of Flight (TOF)	43
2.3.13	Electromagnetic Calorimeter (EMCal)	43
2.4	EMCal : ElectroMagnetic Calorimeter	44
2.4.1	Calorimètre PbSc	46
2.4.2	Calorimètre PbGl	49
2.5	Système d'acquisition des données (DAQ)	50
<b>3</b>	<b>Sélection des photons directs</b>	<b>59</b>
3.1	Principe général de SICA	59
3.2	Rappels de cinématique de décroissance du $\pi^0$	60
3.3	Cas d'un spectre initial uniforme du $\pi^0$	62
3.4	Détermination de l'excès de photons directs	66
<b>4</b>	<b>Analyse des données</b>	<b>71</b>
4.1	Sélection des données	71
4.1.1	Choix des collectes ou sessions de données "runs"	71
4.1.2	Tours défectueuses dans EMCal	71
4.1.3	Critères de sélection des photons	74
4.1.4	Effets des diverses sélections sur les spectres	80
4.2	Mesure de la production de pions neutres	81
4.2.1	Extraction du signal	81
4.2.2	Estimation du pic	84
4.2.3	Renormalisation et jonction des courbes MB et G3	87
4.2.4	Acceptance géométrique et efficacité de reconstruction	90
4.2.5	Perte par conversion	93
4.2.6	Effet du recouvrement de gerbes, "shower merging"	94
4.2.7	Biais du déclenchement BBC	94
4.2.8	Section efficace BBC, $\sigma_{BBC}$	96
4.2.9	Décalage d'abscisse du spectre	96
4.3	Mesure de la production de photons inclusifs	100
4.3.1	Renormalisation et jonction des courbes MB et G3	100
4.3.2	Acceptance et efficacité de reconstruction.	101
4.3.3	Perte par conversion	101
4.3.4	Biais du déclenchement BBC	104
4.3.5	Contamination Neutrons/Anti-Neutrons	105
4.3.6	Contamination en particules chargées	105

4.3.7	Spectre final de photons inclusifs . . . . .	106
<b>5</b>	<b>Détermination des photons directs</b>	<b>109</b>
5.1	Estimation de l'excès $\epsilon_{tot}$ . . . . .	109
5.1.1	Estimation de $\epsilon_{\pi^0}$ . . . . .	109
5.1.2	Estimation de $\epsilon_{\eta}$ . . . . .	114
5.1.3	Estimation de $\epsilon_{tot}$ . . . . .	115
5.2	Mesure de la production de photons directs . . . . .	116
5.3	Présentation d'autres méthodes . . . . .	117
5.4	Cacul de la valeur moyenne $\bar{\epsilon}_{tot}$ . . . . .	122
5.5	Discussion sur les différents résultats . . . . .	123
<b>6</b>	<b>Comparaison avec des modèles théoriques</b>	<b>127</b>
6.1	Présentation succincte des modèles utilisés . . . . .	127
6.1.1	Approche PHOJET. . . . .	127
6.1.2	Formalisme pQCD à l'ordre sous-dominant . . . . .	127
6.2	Les spectres de pions neutres . . . . .	128
6.3	Divers spectres de photons . . . . .	129
6.3.1	Photons inclusifs . . . . .	129
6.3.2	Photons directs . . . . .	129
	<b>Conclusion</b>	<b>134</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>141</b>



# Introduction

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent de scruter la matière à des niveaux d'énergie et de densité d'énergie très élevés. Dans ces conditions extrêmes, un nouvel état de la matière, le PQG (Plasma de Quarks et de Gluons) qui prévalait aux premiers instants de notre univers pourrait être créé. Cet état d'une durée de vie extrêmement brève ne peut être mis en évidence que par des signatures particulières laissées lors de sa formation. L'une d'elle, la sonde photonique, est utilisée dans le cadre de cette thèse.

Le chapitre 1 est consacré au contexte physique de la physique des hautes énergies et plus spécialement à la théorie qui régit les interactions entre constituants élémentaires.

Les dispositifs expérimentaux mis en oeuvre par les physiciens du collisionneur d'ions lourds ultra-relativistes RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven près de New-York sont présentés dans le chapitre 2. Une attention spéciale est portée à l'expérience PHENIX (Pionnering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) et à son calorimètre électromagnétique EMCal (ElectroMagnetic Calorimeter) approprié à la détection des photons.

Les photons sont émis durant toutes les phases de la réaction et ne sont pas sensibles à l'interaction forte. Ils apportent donc des informations sur la réaction inchangées. Le choix des photons directs, qui ne proviennent pas de décroissances électromagnétiques de hadrons, de grande impulsion transverse est également expliqué dans le chapitre 2.

Cette signature peut contribuer à mettre en évidence la création d'un PQG dans les collisions d'ions lourds  $Au + Au$ . Le système plus léger  $p + p$ , où la densité d'énergie est insuffisante pour la formation du PQG, constitue alors une référence importante de comparaison. Ce sont ces collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV collectées lors de Campagne III de prise de données du RHIC qui sont utilisées dans ma thèse. En outre les spectres de photons dans les collisions  $p + p$  sont très bien reproduits par la théorie, ce qui va permettre d'accéder à d'autres informations telles que les fonctions de distribution des partons.

La difficulté apparaît lors de l'estimation des photons directs du spectre total de photons. En effet, la majeure partie des photons détectés est issue de la décroissance électromagnétique d'un hadron (et surtout des mésons neutres) formé en fin de réaction. La méthode SICA (Spectroscopic Isolation Cut Analysis) qui utilise la capacité du détecteur EMCal d'identifier les mésons neutres, à l'aide d'une vérification en masse invariante, et donc de sélectionner uniquement les photons directs est expliquée au chapitre 3.

Le chapitre 4 pose les conditions expérimentales de notre analyse, et présente quelques spectres importants pour la suite.

Le chapitre 5 montre différents résultats obtenus en appliquant SICA et qui permettent de déterminer la section efficace invariante de production de photons directs de grande



impulsion transverse dans les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV.

Le dernier chapitre compare plusieurs résultats de notre analyse avec des précédentes analyses et les prédictions théoriques de QCD perturbative. Il met en exergue également les limites observées de la méthode SICA.

# Chapitre 1

## Contexte physique

L'un des grands thèmes de la physique a toujours été de mettre en évidence une structure élémentaire de notre monde matériel. Un autre grand thème lié au précédent est la connaissance de la nature de notre univers à ses premiers instants. Autrement dit, ce qui est intéressant est de savoir quel était l'état de cette matière quelques microsecondes après le Big Bang et comment se comportaient les forces que nous connaissons aujourd'hui.

Le modèle standard décrivant la formation des particules et les interactions qui peuvent exister entre-elles est expliqué succinctement dans ce chapitre. Une des théories qui le compose, QCD (Quantum Chromodynamics), nous intéressera plus particulièrement puisque c'est elle qui est prépondérante dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Ses différents domaines d'applicabilité et ses prédictions sont détaillées également dans les chapitres suivants et permettront d'introduire cet état nouveau de la matière qu'est le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG, ou sous son acronyme anglais QGP pour "Quark Gluon Plasma").

### 1.1 Le Modèle Standard

La matière ordinaire est composée d'atomes, eux-mêmes composés d'un noyau entouré d'un nuage électronique. Ce même noyau est constitué de nucléons, les protons et les neutrons. À partir des années 1950 l'arrivée des premiers accélérateurs et des expériences qui leurs sont associées mettent en évidence beaucoup d'autres particules. La question est alors de savoir si toutes ces particules sont vraiment élémentaires.

En 1964 le modèle de Gell-Man [1, 2, 3] prédit l'existence d'une brique élémentaire, le quark, constituant primordial des nucléons qui forment le noyau d'un atome. Cette théorie sera la base du modèle standard qui répertorie les constituants élémentaires et les interactions qui les régissent. Aujourd'hui la physique des hautes énergies classe les particules élémentaires en deux ensembles : les fermions, composés des quarks et des leptons, et les bosons vecteurs. Les tableaux 1.1 et 1.2 rappellent cette classification.

Les fermions, quarks, leptons et leurs neutrinos associés, sont les constituants de la matière et sont au nombre de 12. Il sont répartis en trois familles par ordre croissant en masse. La matière stable, qui nous entoure, se construit à partir de la plus légère d'entre-elles, c'est à dire les quarks  $u$  et  $d$ . Ainsi les protons sont constitués de 3 quarks de

constituants/familles :	1 <sup>re</sup>	2 <sup>e</sup>	3 <sup>e</sup>
Quarks			
charge de +2/3 masse [MeV/ $c^2$ ]	haut (up) $u$ $5 \pm 3$	charmé (charm) $c$ $1300 \pm 300$	sommet (top) $t$ $(174 \pm 6) \times 10^3$
charge de -1/3 masse [MeV/ $c^2$ ]	bas (down) $d$ $10 \pm 5$	étrange (strange) $s$ $200 \pm 100$	beau (beauty) $b$ $(4.3 \pm 0.2) \times 10^3$
leptons chargés (-1) masse [MeV/ $c^2$ ]	électron $e$ 0, 511	muon $\mu$ 105, 658	tauon $\tau$ 1784
leptons neutrino masse [MeV/ $c^2$ ]	d'électron $\gamma_e$ $\leq 7.10^{-6}$	de muon $\gamma_\mu$ $\leq 0, 3$	de tauon $\gamma_\tau$ $\leq 30$

TAB. 1.1 – Constituants élémentaires du modèle standard [4].

interaction	forte	faible	électromagnétique	gravité
bosons vecteurs	gluons	$W^\pm, Z^0$	photons	gravitons
masse [GeV/ $c^2$ ]	0	80, 4, 91., 2	0	0

TAB. 1.2 – Résumé des différentes interactions, avec leurs particules messagères respectives.

valence  $uud$ , et les neutrons de 3 quarks  $udd$ , si à cela est rajouté les électrons du nuage électronique, nous retrouvons notre atome classique.

Les bosons, quant à eux, sont les messagers des interactions échangées entre les fermions. Quatre interactions sont considérées par le modèle Standard. L'interaction électromagnétique véhiculée par le photon, l'interaction gravitationnelle portée par le graviton, l'interaction faible portée par les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  et finalement, celle qui nous intéresse dans le cas des collisions d'ions lourds, l'interaction forte portée par le gluon [5]. À noter que pour chaque particule il existe une anti-particule associée de même masse, mais de charge et de parité opposées.

Du fait d'une intensité faible, à l'échelle de l'infiniment petit de la gravité, le modèle standard n'incorpore que les trois autres forces sous un même formalisme. La théorie quantique des champs est le cadre mathématique utilisé.

## 1.2 La Chromodynamique Quantique

Le modèle standard englobe la théorie qui rend compte des interactions fortes entre constituants élémentaires, la Chromodynamique quantique [5] (ou QCD pour Quantum Chromodynamics). En faisant l'analogie avec la théorie de l'interaction électrodynamique (QED pour Quantum Electrodynamics), la QCD impose également une charge aux quarks, mais ici une charge dite de couleur qui peut-être rouge, verte ou bleue. La QCD autorise alors l'existence de particules dont la somme totale des couleurs doit être neutre (ou

blanche). Plus précisément les deux types de hadrons existants sont :

- soit les baryons constitués de 3 quarks de valence de couleurs différentes, donc un état lié  $qqq$  et qui donne une somme des couleurs neutre (exemple : le proton).
- soit les mésons constitués d'un quark et d'un anti-quark de valence  $q\bar{q}$  de charges de couleurs opposées et dont la somme est également neutre (exemple : le pion).

Cependant, contrairement à la QED dont l'interaction entre photons est interdite, le gluon messenger de la force forte possède une double charge de couleur (couleur-anti-couleur). Cette caractéristique permet aux gluons d'interagir entre eux aussi bien qu'avec les quarks.

### 1.2.1 Liberté asymptotique

À chaque force de la physique correspond un paramètre fondamental, sa constante de couplage. La constante de couplage de QCD s'écrit en fonction de la quantité d'impulsion échangée  $Q$  :

$$\alpha_{QCD}(Q^2) = \alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\left(\frac{33-2n_f}{12\pi} \times \ln\left(\frac{Q}{\Lambda_{QCD}}\right)^2\right)}, \quad (1.1)$$

où  $n_f$  est le nombre de saveurs possibles pour le quark et  $\Lambda_{QCD}$  un paramètre empirique important de QCD et estimé à  $\Lambda_{QCD} \approx 200$  MeV. En analysant la formule (1.1), le lecteur peut en tirer deux remarques. La première est que pour un  $Q^2$  très grand, la formule peut s'approximer en développement perturbatif, c'est que propose la pQCD (perturbatif Quantum Chromodynamic). Par contre pour  $Q$  de l'ordre de  $\Lambda_{QCD}$ , la constante de couplage diverge. Le régime est alors non-perturbatif et il faut alors faire appel à une autre technique, QCD sur un réseau ou LQCD pour lattice QCD. Cette méthode numérique consiste à discrétiser l'espace-temps et à effectuer les calculs QCD sur réseau. LQCD permet également l'étude des fonctions des structures, des masses des hadrons. Alliée à des paramètres thermodynamiques, elle donne une estimation de la transition de phase de la matière nucléaire vers le plasma de quarks et de gluons ainsi que de la brisure de la symétrie chirale, etc.

L'autre remarque est que dans le cas perturbatif, c'est à dire quand  $Q \gg \Lambda_{QCD}$  et que  $\alpha_s$  tend vers 0, le régime atteint est appelé liberté asymptotique. À très faible distance les quarks sont "libres" de se mouvoir dans le hadron.

### 1.2.2 Diagramme de phases

QCD ne prend en compte que les interactions entre constituants élémentaires. Pour comprendre le comportement collectif de la matière nucléaire, QCD a besoin en outre de l'apport de la thermodynamique statistique. La thermodynamique va permettre l'accès à des variables globales telles que le volume  $V$ , la température  $T$ , ou l'énergie  $E$  du système.

Une collision d'ions lourds ultra-relativistes amène une production et une annihilation importante de particules. L'ensemble grand canonique de la thermodynamique se révèle être le plus adapté à décrire ce système de quarks et de gluons en interaction.

Comme pour le diagramme de phases de l'eau, le diagramme de phases de la matière nucléaire, voir figure 1.1, illustre alors différents changements d'états [6, 7]. Ce diagramme est fonction de la température  $T$  du système et du potentiel chimique  $\mu_b$ . La dernière

variable représente la quantité d'énergie qu'il faut apporter au milieu pour créer une particule.

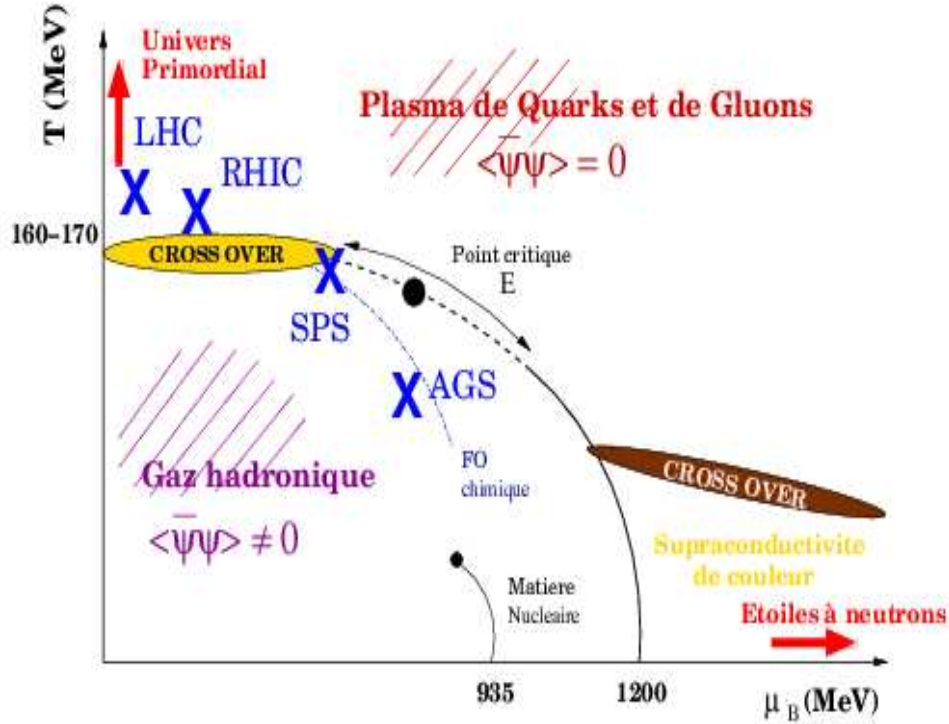


FIG. 1.1 – Diagramme de phases de la matière nucléaire décrite par QCD [8].

L'univers primordial se trouvait à l'origine dans des conditions extrêmes de température et de densité d'énergie. La matière se trouvait alors dans un état déconfiné, le plasma de quarks et de gluons. Cette phase prédominait pour une température supérieure à une température critique  $T_c$  comprise entre [160; 170] MeV et un potentiel chimique  $\mu_b \leq 1200$  MeV [9]. Avec le refroidissement, l'univers passe par une transition douce (cross over) à un état de gaz de hadrons (état lié de quarks et de gluons). Ce confinement des quarks et des gluons à l'intérieur du hadron pour  $T \leq T_c$  et  $\mu_b \leq 1200$  MeV est très bien décrit par le modèle phénoménologique du sac. Dans ce modèle, les quarks sont confinés dans un sac dont la limite est formée de condensats  $\langle q\bar{q} \rangle$  ( $\langle q\bar{q} \rangle \neq 0$ ). Ces quarks confinés interagissent avec ces condensats. Le quark est alors remplacé par un quark de chiralité opposée. Cette symétrie est donc brisée à l'intérieur des hadrons et explique en partie la masse des quarks constituants. Par contre lorsque ce condensat  $\langle q\bar{q} \rangle$  tend vers un vide QCD ( $\langle q\bar{q} \rangle = 0$ ) le volume du sac augmente et les quarks-antiquarks tendent vers le déconfinement. Cela implique une restauration de la symétrie chirale et une diminution de la masse du quark. Finalement la matière "ordinaire" qui nous entoure aujourd'hui se situe à  $T \approx 0$  et à un potentiel chimique  $\mu_b \approx 935$  MeV. À remarquer également à  $T$  faible mais à  $\mu_b$  grand, une phase dite de supraconductivité de couleur qui se trouve dans le noyau des étoiles à neutrons [7, 10]. Cette phase n'est pas discutée plus en avant dans

ma thèse.

### 1.2.3 Le Plasma de Quarks et de Gluons

D'après le diagramme de phases (figure 1.1) la matière nucléaire se trouve dans un état déconfiné de quarks et de gluons dès lors que la température du système dépasse une température critique  $T_c$ . Par contre, en deçà de  $T_c$  les quarks et les antiquarks sont confinés à l'intérieur de hadrons. L'interaction entre les éléments constitutifs est décrite par le potentiel  $V_{q\bar{q}}$  suivant :

$$V_{q\bar{q}} = -\frac{A}{r} + K \cdot r, \quad (1.2)$$

où  $A$  est une constante,  $r$ , la distance séparant les deux quarks et  $K$  l'équivalent d'une tension de corde. En regardant l'évolution de ce potentiel en fonction de  $r$  à la figure 1.2, il ressort que le potentiel augmente lorsque la distance inter-quarks augmente. Il est donc impossible d'observer des quarks complètement isolés. En fait, si la tension de corde augmente suffisamment, celle-ci se rompt et crée une nouvelle paire de quark-antiquark à chacune de ses extrémités.

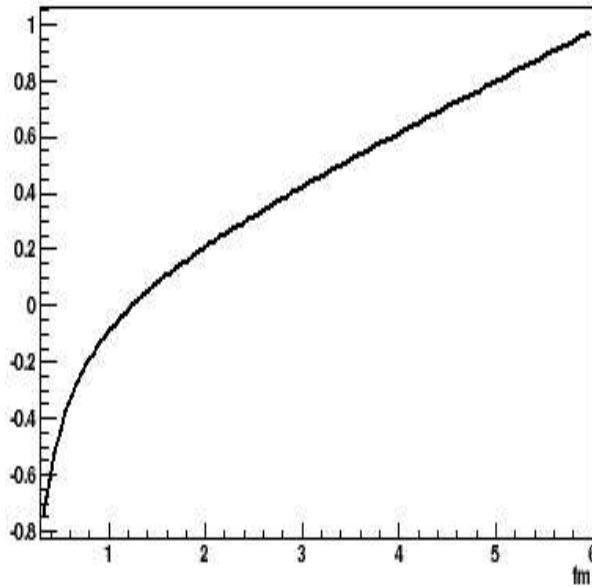


FIG. 1.2 – Potentiel entre deux quarks en fonction de la distance  $r$  qui les sépare.

En faisant appel aux calculs numériques de QCD sur réseau à température et à potentiel chimique constant [11], la courbe (figure 1.3) de la densité d'énergie en fonction de la variable  $T/T_c$  pour différents nombre de saveurs met en évidence une transition de phase autour de la valeur 1,0. Cette transition entre la matière nucléaire ordinaire et le QGP est du premier ordre pour un nombre de saveurs  $n_f = 3$  (calculs pour 3 quarks légers). Elle est d'ordre 2 pour  $n_f = 2$  (2 quarks légers). C'est une transition continue (cross over) pour  $n_f = 2 + 1$  (2 quarks légers  $u$  et  $d$  et 1 quark lourd  $s$ ). Ce dernier cas semble le plus

se rapprocher de ce qui a été montré dans le cas  $\mu_b = 0$  dans le diagramme des phases (figure 1.1). Respectivement pour les 3 cas précités les températures associées donnent :

$$2 \text{ saveurs} : T_c = \begin{cases} (171 \pm 4) \text{ MeV} \\ (173 \pm 8) \text{ MeV} \end{cases} \quad (1.3)$$

$$3 \text{ saveurs} : T_c = (154 \pm 8) \text{ MeV} \quad (1.4)$$

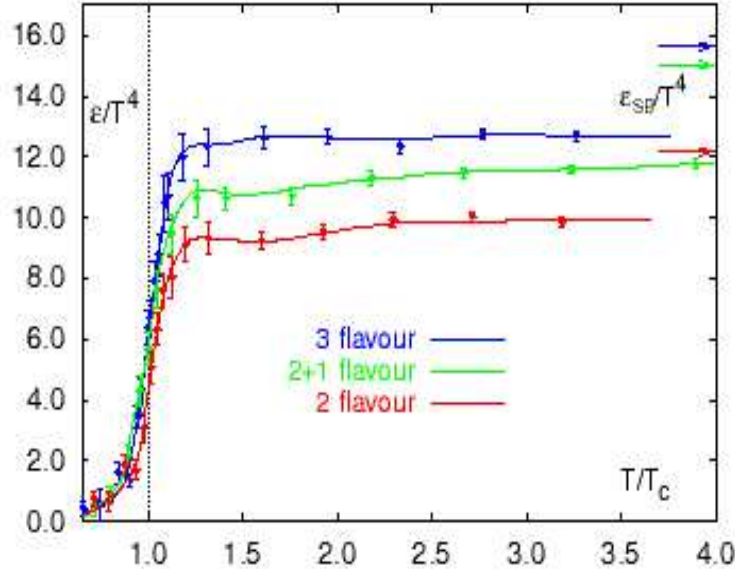


FIG. 1.3 – Densité d'énergie en fonction de la température. Les flèches à droite indiquent le cas limite du gaz parfait. La courbe rouge (en bas) représente le cas à 2 saveurs, la courbe verte (milieu) représente le cas à 2+1 saveurs, et la courbe bleue (haut) représente le cas à 3 saveurs [12].

Les températures trouvées pour les deux cas à deux saveurs ( $n_f = 2$  ou  $2 + 1$ ) sont très similaires, et ce sont ces deux valeurs qui sont communément admises.

#### 1.2.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent d'atteindre à RHIC des conditions de densité d'énergie ou de température très supérieures à celles de la matière nucléaire ordinaire. Le degré de liberté du système devient le parton, et son état est sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons. Les densités d'énergies atteintes, ou attendues, ainsi que d'autres paramètres généraux des principaux accélérateurs d'ions lourds sont récapitulés dans le tableau 1.3. Le LHC (Large Hadron Collider) sera en service courant 2007 au CERN.

En adoptant le scénario de Bjorken [17], une collision d'ions lourds ultra-relativistes peut se découper en plusieurs étapes. Ces étapes, en se reportant à la figure 1.4, se décompose en :

Accélérateurs	SPS (CERN)	RHIC (BNL)	LHC (CERN)
$\sqrt{s}$ GeV/nucléon	17, 8	200	5500
$\epsilon$ GeV/fm <sup>3</sup>	3, 5	5 – 15	20 – 30
$\tau_0$ fm/c	$\approx 1$	$\approx 0, 2$	$\approx 0, 1$
$\tau_{QGP}$ fm/c	$\approx 1$	2 – 4	> 10

TAB. 1.3 – Énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$ , densité d'énergie  $\epsilon$ , temps de formation du plasma  $\tau_0$ , et sa durée de vie  $\tau_{QGP}$  pour les principaux accélérateurs hadroniques et dans les collisions les plus centrales [13, 14, 15, 16].

- Au premier instant de la collision, une première phase de pré-équilibre pendant laquelle ont lieu de nombreuses collisions inélastiques. Les quarks et les gluons déposent alors une partie importante de leur énergie entraînant une augmentation de la température du milieu et la production de paire  $q\bar{q}$ .
- Après un temps typique estimé à  $\tau_0 \approx 1$  fm/c, le système atteint un équilibre thermique. Cette phase correspond à ce qui est appelé le plasma de quarks et de gluons. Le milieu se refroidit par expansion jusqu'à une température critique  $T_c$ .
- La troisième étape peut être alors une phase mixte qui constitue une transition entre le QGP et un gaz hadronique. Cette phase mixte n'existe que dans le cas d'une transition de phase de premier ordre. Dans le cas d'une transition d'ordre 2, le changement d'état se fait brusquement.
- La dernière étape est l'hadronisation complète du système, jusqu'au gel ("freeze-out") chimique où les collisions inélastiques s'arrêtent. Une fois ce stade de gel chimique dépassé, seules subsistent les interactions élastiques jusqu'au deuxième stade appelé gel thermique.

Toute la difficulté, vu la furtivité de la collision, est de déceler l'éventuelle existence du QGP en ayant accès uniquement au grand nombre de particules déjà produites qui arrivent aux détecteurs. Dans le chapitre qui suit, les signatures que pourrait laisser le QGP sont étudiées plus en détails.

L'annonce de la création d'un nouvel état de la matière, et non pas explicitement un PQG, a déjà fait l'objet d'une conférence de presse par le CERN [1]. Le RHIC qui atteint des densités d'énergie plus importante qu'au SPS (un facteur 10 entre les deux énergies nominales) lors des collisions d'ions lourds va permettre d'accéder à d'autres signaux prédits par la théorie. Dans les paragraphes qui suivent nous allons faire un tour d'horizon des signatures les plus notoires du plasma de quarks et de gluons (PQG).

## 1.3 Les signatures du Plasma de Quarks et de Gluons

### 1.3.1 Observables globales

Avant de présenter les signatures qui sont directement sensibles à la présence du plasma de quarks et de gluons, la collision doit être définie de manière plus générale.

Les observables globales jouent ce rôle de caractérisation de l'événement. Ces observables



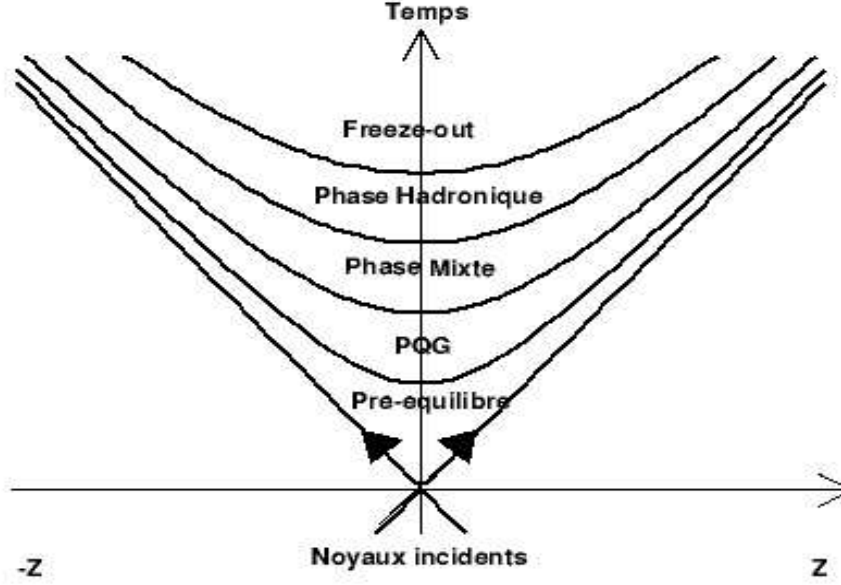


FIG. 1.4 – Schéma de l'évolution d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes, selon le modèle de Bjorken [17], en fonction du temps de réaction et de son expansion longitudinale.

sont particulièrement intéressantes car c'est à partir d'elles que des variables du milieu comme la température, le volume ou la vitesse d'expansion vont être extraites.

### Masse transverse

Le plan transverse a une place privilégiée dans l'étude des différents systèmes de collision. En effet c'est dans cette direction que la plupart des particules sont émises. La masse transverse  $m_T$  calculée comme [18] :

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \quad (1.5)$$

où  $p_T$  est l'impulsion transverse de la particule et  $m_0$  sa masse, quantité mesurée expérimentalement. Cela signifie que la mesure d'un spectre particulier, celui du pion neutre par exemple, donne accès à d'autres spectres plus difficilement mesurables directement. Dans notre analyse d'ailleurs, cette quantité sera utilisée pour obtenir le spectre du méson  $\eta$ , à partir de la mesure du spectre du pion neutre  $\pi^0$ .

### Multiplicité

La multiplicité est définie comme le nombre de particules produites lors d'une collision. La centralité de la collision (dans le cas des ions lourds) est alors déduite de ce paramètre. En faisant appel au modèle géométrique de Glauber [19] d'autres grandeurs sont alors disponibles. Notamment le nombre  $N_{part}$  de participants à une collision ou le nombre  $N_{bin}$  de collisions binaires nucléons-nucléons.

Aux premiers instants de la collision ce sont les processus durs, émission à grandes impulsions transverses, qui prédominent. Ils sont les principales sources de production de particules lourdes tel que le  $J/\psi$ . Cependant au fur et à mesure de l'expansion du milieu ce sont les processus mous, émission à faibles impulsions transverses, entre partons qui deviennent majoritaires. L'essentiel des particules créées appartiennent donc au domaine des basses énergies.

La multiplicité de particules chargées par nombre de participants en fonction de la centralité de la collision, figure 1.5, montre un effet de saturation en comparant les données à 130 GeV aux données à 200 GeV. Le modèle théorique qui reproduit correctement cette évolution de la multiplicité mesurée par PHENIX et cet effet de saturation est le modèle KLN [20] basé sur le condensat de verre de couleur [21].

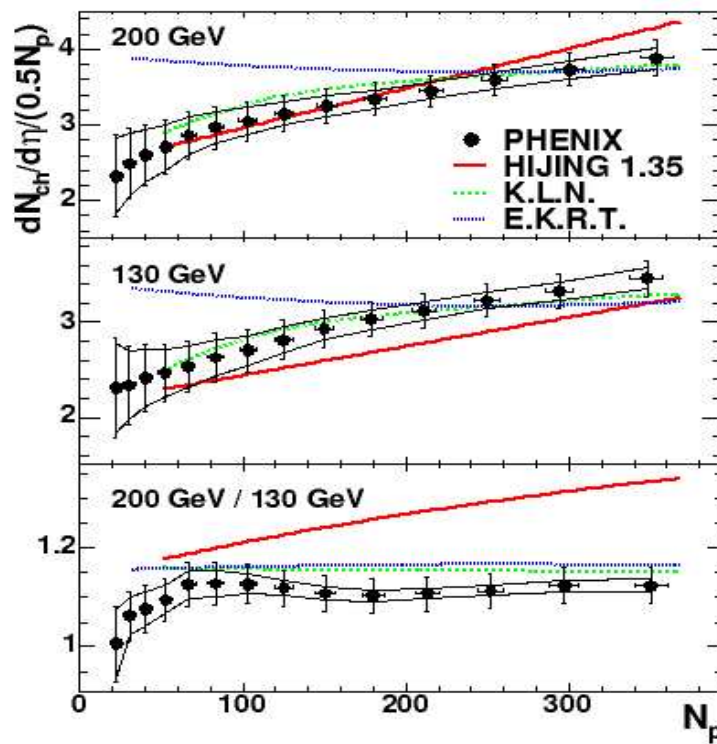


FIG. 1.5 – Multiplicité de particules chargées par unité de rapidité et par nucléons participants en fonction de la centralité des collisions  $Au + Au$  mesurées par PHENIX, pour des énergies de  $\sqrt{s} = 200$  GeV et 130 GeV. Les résultats expérimentaux sont comparés aux prédictions du modèle HIJING (pQCD) et des modèles de saturation gluonique dans l'état initial (KLN) et dans l'état final (EKRT).

### Énergie transverse

Pour caractériser le système, l'énergie transverse  $E_T$  du système est utilisée pour estimer la densité d'énergie  $\epsilon$  atteinte lors de la collision. Ces deux paramètres sont liés par

[17] :

$$\epsilon = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0 c} \times \left| \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} \quad (1.6)$$

avec  $R$  le rayon de la boule de matière nucléaire,  $\tau_0$  le temps de formation du milieu et  $y$  la rapidité. Les contributions les plus importantes à l'énergie transverse proviennent des diffusions initiales des partons des noyaux et de leur réinteraction ou de celle des hadrons formés [22, 23].

La figure 1.6 représente l'évolution de  $\frac{dE_T}{dy}$  par paire participante ( $N_{part}/2$ ) en fonction du nombre de participants  $N_{part}$ . Les points représentés sont ceux de STAR pour les collisions  $Au + Au$  à 200 GeV, ceux de PHENIX pour les collisions  $Au + Au$  à 130 GeV [24] et ceux de WA98 [25] pour les collisions  $Pb + Pb$  à 17.5 GeV.

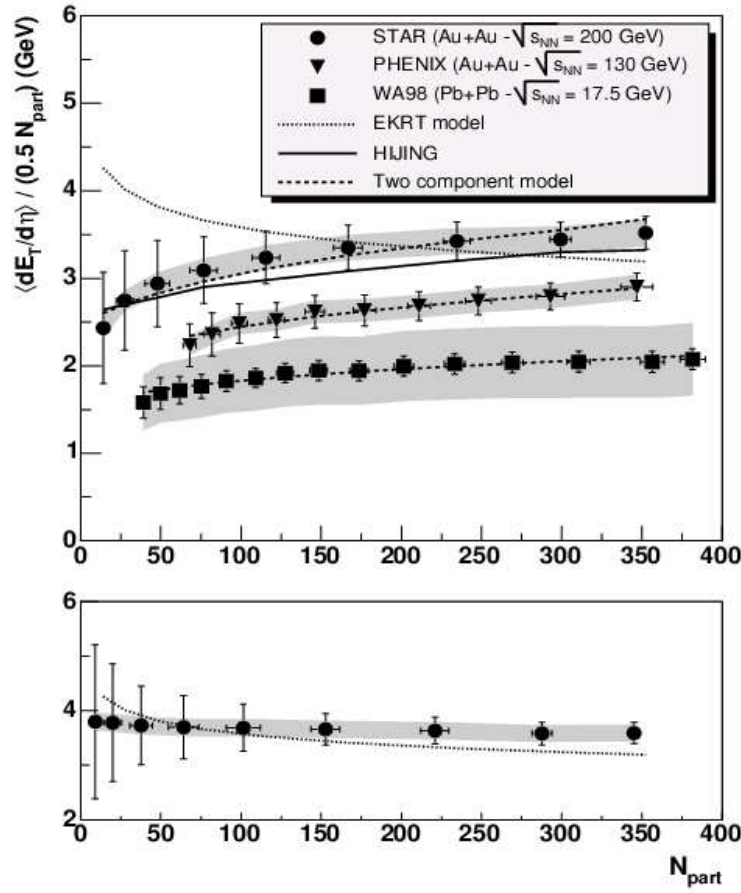


FIG. 1.6 – Mesure du rapport  $\langle dE_T/d\eta \rangle_{\eta=0.5} / (0.5 N_{part})$  comparée à différents modèles théoriques. Les données sont celles de STAR et PHENIX dans les collisions  $Au + Au$  à 200 GeV et 130 GeV respectivement [24], ainsi que les données WA98 dans les collisions  $Pb + Pb$  à 17.5 GeV [25].

### 1.3.2 La suppression du $J/\psi$

Lorsque des ions accélérés à grande énergie subissent une collision, comme c'est le cas au RHIC, il y a création par des processus durs, d'états liés de quarks lourds (quarkonia)  $c\bar{c}$  ( $J/\psi$ ). Dans le cas de la formation du plasma de quarks et de gluons, la grande densité de couleur peut écranter l'interaction entre ces quarks lourds (écranage de couleur)  $c$  et  $\bar{c}$ . Ces deux quarks auront alors tendance à se dissocier pour se recombinaison avec des quarks légers ( $u$  et  $d$ ) et former le charme ouvert, et donc finalement aboutir à une suppression du  $J/\psi$  [26].

Cependant il convient de ne pas confondre cette suppression dite "anormale" avec la suppression dite "normale" que l'on voit apparaître dans des collisions  $p + A$ , où il n'y a pas formation du plasma, et qui est probablement due aux effets nucléaires froids tels que l'absorption par le milieu nucléaire. En tenant compte de cette absorption "normale" l'expérience NA50 au SPS, avec des collisions  $Pb + Pb$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$  GeV a comparé ses résultats à des systèmes plus légers et a observé une suppression anormale (figure 1.7).

Au RHIC où les densités d'énergie atteintes sont 10 fois plus grandes qu'au SPS, PHENIX qui est la plus adaptée des quatre expériences à la mesure du  $J/\psi$  permettra éventuellement de confirmer cette hypothèse. En effet aux énergies atteintes par le RHIC, un autre processus de formation du  $J/\psi$  [27, 28] qui entraînerait plutôt une augmentation des états liés  $c\bar{c}$ , peut être envisagé. Les quarks lourds dans ce genre de scénario sont plus mobiles lors de la phase de déconfinement et engendreraient donc plus de  $J/\psi$ . Les résultats apportés par PHENIX [29, 30] ne permettent pas pour le moment de discriminer entre ces deux hypothèses.

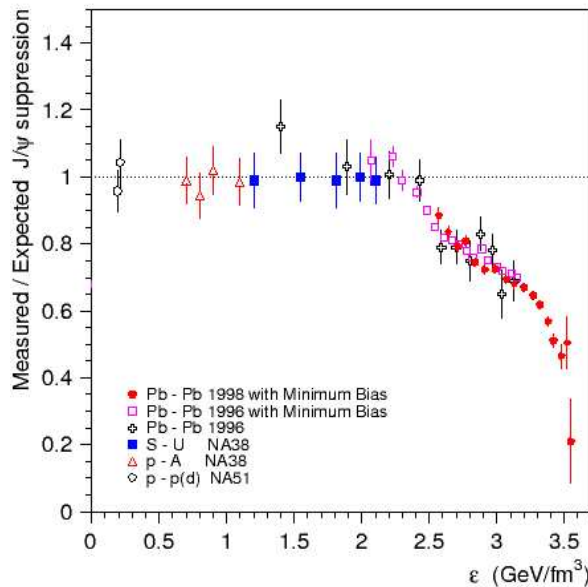


FIG. 1.7 – Production du  $J/\psi$  normalisée à la production attendue en tenant compte de l'absorption nucléaire, en fonction de la densité d'énergie pour différentes collisions, mesurée par la collaboration NA50 au SPS [31].

### 1.3.3 L'augmentation de l'étrangeté

Lors de la formation du PQG, on suppose une restauration partielle de la symétrie chirale et une baisse de la masse des quarks étranges  $s$  et  $\bar{s}$  à une valeur d'environ 150 MeV. Par conséquent dans un milieu déconfiné les réactions  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$  vont atteindre un seuil en énergie de  $\sim 300$  MeV alors que pour des phases hadroniques ce seuil avoisine  $\sim 500$  MeV. A cela on peut ajouter que lors de la formation du PQG, la forte densité de gluons favorise les processus  $gg \rightarrow s\bar{s}$  [32]. Finalement la grande liberté asymptotique des quarks dans le PQG autorise l'association de plusieurs quarks  $s$  ( $2 - 3$ ) pour former des hadrons multi-étranges.

Ce scénario semble être confirmé par les expériences WA97, NA57 et NA60 [33] (figure 1.8) qui ont justement mesuré le taux de production d'étrangeté à travers les particules multi-étranges  $\Omega^\pm$ ,  $\Xi^\pm$  et  $\Lambda$  et  $\bar{\Lambda}$  en fonction du nombre de participants (centralité de la collision) et pour différents systèmes ( $p + Be$ ,  $p + Pb$ ,  $Pb + Pb$ ) à 158 GeV/A. Cette augmentation est proportionnelle au nombre de quarks étranges qui composent les hadrons. L'expérience STAR de RHIC étudie plus particulièrement cette signature dans les collisions  $Au + Au$  et la compare aux résultats des collisions  $p + p$ , toutes deux à une énergie dans le centre de masse de 200 GeV [34].

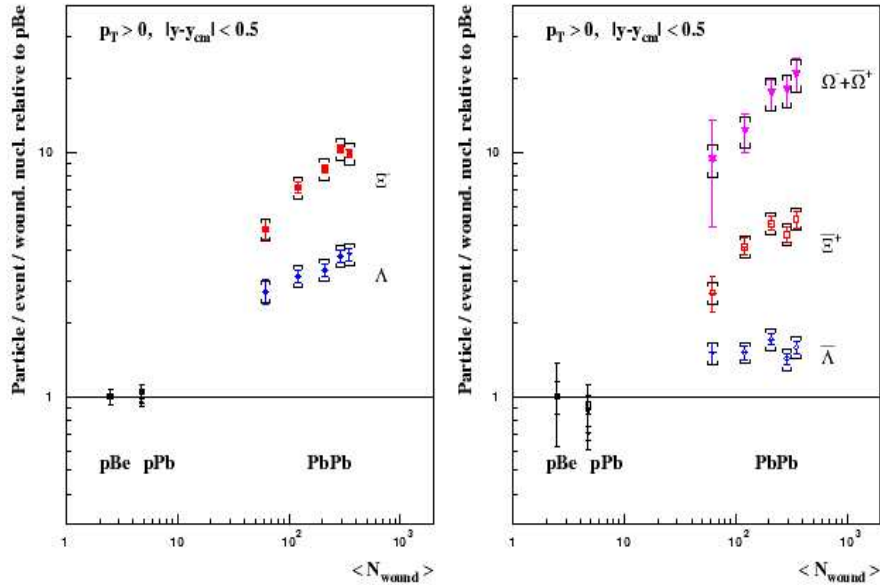


FIG. 1.8 – Production de particules étranges normalisée à la production mesurée dans les collisions  $p + Be$  obtenue par l'expérience NA57, en fonction du nombre de participants [33].

### 1.3.4 La suppression des particules à grande impulsion transverse

Les partons qui traversent un milieu dense en couleur perdent par émission de gluons, une partie de leur énergie [35, 36, 37, 38]. Cette hypothèse conduit à définir une signature

importante du plasma [35], bien que la difficulté réside dans le fait de pouvoir dissocier cette perte d'énergie des partons à grande impulsion transverse ("jet-quenching") avec d'autres effets initiaux comme la saturation de la distribution en gluons ("parton shadowing") lors de la collision ou de l'effet Cronin [39].

Pour trancher sur les diverses explications de cette perte d'énergie, les physiciens du RHIC ont introduit un paramètre  $R_{AB}$  dont l'expression est la suivante :

$$R_{AB} = \frac{d^2N/dp_T d\eta}{T_{AB} d^2\sigma^{pp}/dp_T d\eta} \quad (1.7)$$

où le terme  $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{inel}^{pp}$  correspond à une normalisation qui tient compte de la géométrie de la collision avec  $N_{bin}$  correspondant au nombre de collisions binaires. Ce terme  $R_{AB}$  représente un terme de modification nucléaire égal à 1 si aucun milieu dense n'est créé, inférieur à 1 si c'est le cas. On estime ce terme expérimentalement en comparant les collisions  $Au + Au$  aux collisions  $d + Au$  qui ne permettent pas de former cet état déconfiné mais prennent en compte les effets nucléaires du milieu.

Lorsqu'on analyse les résultats obtenus par l'expérience PHENIX [40] qui présente le rapport  $R_{AB}$  de modification nucléaire pour les hadrons chargés et les pions neutres dans les collisions  $Au + Au$  centrales à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV on voit cette suppression sans ambiguïté. Les résultats ont été confirmés par la suite en utilisant des systèmes à plus grande énergie ( $Au + Au$  à 200 GeV) par les 4 collaborations présentes à RHIC avec le calcul du rapport  $R_{AB}$  dans les collisions  $d + Au$  et  $Au + Au$  à 200 GeV pour tous les hadrons chargés [41] (figure 1.9).

### 1.3.5 Les signatures leptoniques

La restauration de la symétrie chirale devrait entraîner une diminution de la masse des mésons vecteurs  $\rho$ ,  $\omega$ , et  $\Phi$  ainsi qu'une augmentation de leur largeur de résonance [43, 44]. Cela signifie donc que leur durée de vie diminue et que leur décroissance devrait se faire dans le système formé. Ils constituent par conséquent une sonde intéressante de l'état de déconfinement, concrétisée à travers une augmentation de leur produit de décroissance, les paires de leptons  $e^+e^-$ .

Cette signature a été testée par l'expérience CERES (NA45) [45] qui a mesuré la production de dileptons dans les collisions  $Pb + Au$  à 158 GeV/A et a comparé ces résultats à ceux obtenus dans les collisions  $p + Be$  à 450 GeV (système plus léger où on n'attend pas de PQG). La figure 1.10 pour le système  $Pb + Au$  met en évidence un excès de dileptons par rapport à ce qui était attendu dans le système  $p + Be$ .

Afin de confirmer que ce comportement ne provient pas d'interactions hadroniques (notamment les pions), la collaboration STAR a commencé l'étude du taux de production du méson vecteur  $\rho$  dans les collisions  $p + p$  et  $Au + Au$  périphériques à une énergie dans le centre de masse de 200 GeV [46].

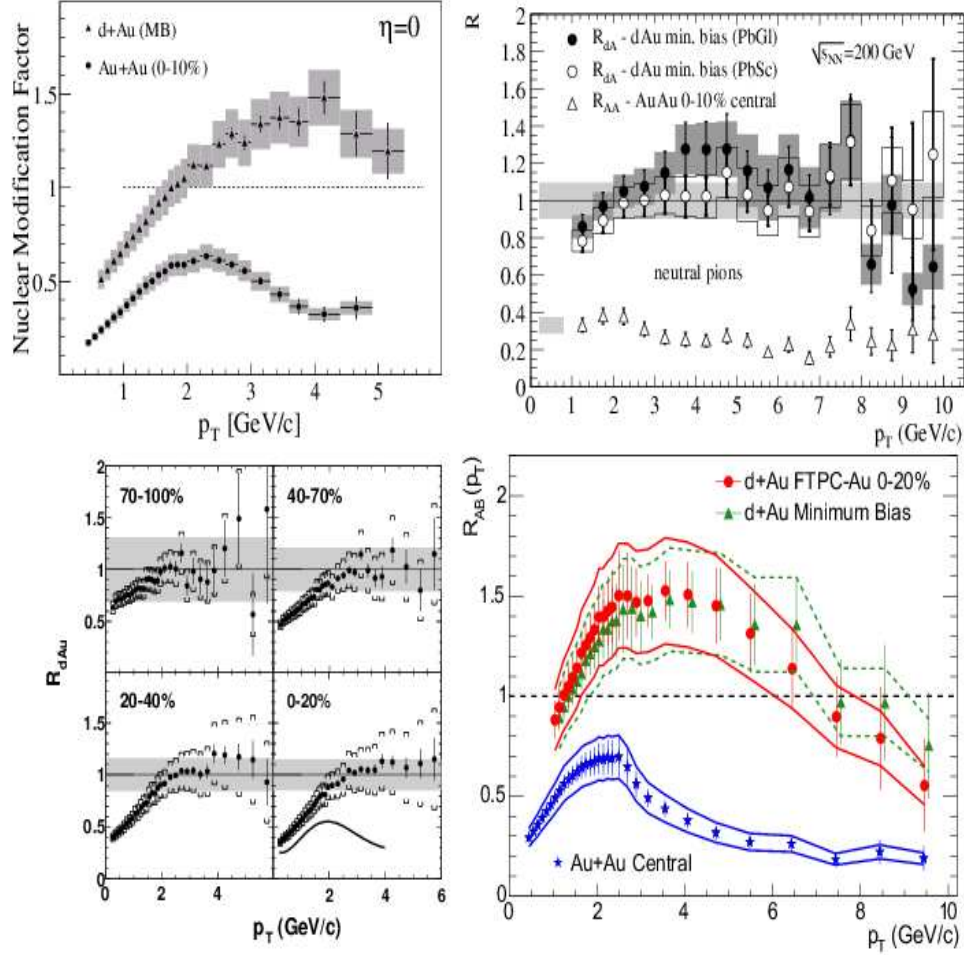


FIG. 1.9 – Facteur de modification nucléaire  $R_{AB}$  pour les hadrons chargées et le pion neutre  $\pi^0$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV mesuré par BRAHMS (en haut à gauche), PHENIX (en haut à droite), PHOBOS (en bas à gauche), et STAR (en bas à droite) [42].

## 1.4 Les photons sondes du PQG

### 1.4.1 Les différentes sources de photons

Les photons sont produits tout au long de la collision, des premiers instants jusqu'à l'hadronisation complète du système. On peut cependant les regrouper selon deux caractéristiques qui vont permettre une meilleure analyse des résultats par la suite, et justifier de l'éventuelle formation d'un plasma de quarks et de gluons.

#### Les photons directs

Les photons directs sont les photons provenant directement d'une collision de particules. Ils sont à différencier des photons issus de décroissances électromagnétiques (EM) de hadrons. La plupart des photons dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont

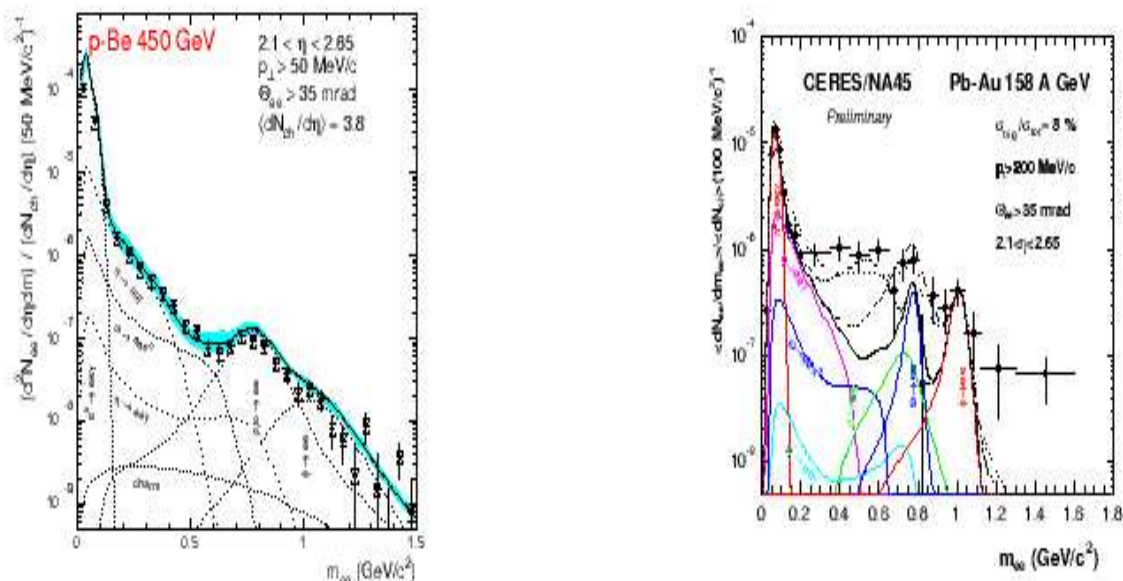


FIG. 1.10 – Spectres en masse invariante des dileptons mesurés dans les collisions  $p + Be$  (à gauche) et dans les collisions  $Pb + Au$  (à droite) par l'expérience CERES [47].

des photons de décroissances EM. La difficulté expérimentale réside donc dans la possibilité d'extraire un spectre de photons directs.

Les photons directs sont eux-mêmes classés en deux familles. Ils sont émis :

- soit aux premiers instants de la collisions par des processus partoniques durs, Compton ( $qg \rightarrow \gamma$ ), annihilation ( $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ ) et par rayonnement de freinage ( bremsstrahlung ). Ces photons sont émis dans un domaine en impulsion transverse au-delà de 3-4 GeV et appelés par conséquent photons “durs” (ou prompts).
- A partir d’un temps de vie du système de  $\sim 1$  fm/c, où il y a émission de photons à bas  $p_T$  (  $< 3$ -4 GeV ) par rayonnement thermique du gaz de partons et un peu plus tard par le gaz hadronique où les interactions entre particules existent encore. Ces photons sont dénommés photons thermiques.

Dans le domaine en impulsion transverse de notre analyse, les photons qui nous intéressent sont les photons durs. À noter que outre PHENIX, un nombre important d'expériences ont étudié ces photons durs dans les collisions *proton + proton* (E706 [48], E704 [49], UA6 [50, 51], WA70 [52], NA24 [53], R110 [54], R806 [55]).

## Les photons de décroissance électromagnétique

La deuxième source importante de photons, contribuant significativement au spectre total, est la décroissance électromagnétique des divers hadrons formés. Ils sont émis dans une gamme en  $p_T$  entre  $[1,0 ; 5,0]$  GeV/ $c$ . La contribution la plus importante provient de la désintégration de pions neutres  $\pi^0$  due à un taux de branchement dans la voie  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  de 98,8% et d'une forte multiplicité de ces pions lors des collisions.

Le diagramme figure 1.11 de l'impulsion transverse en fonction du temps de la réaction



récapitule toutes ces différentes étapes d'émission de photons. Pour bien isoler les caractéristiques de chacun des différents états du système, il faut par conséquent bien séparer les étapes successives d'émission des photons. Plus précisément, l'objectif est de différencier les photons de décroissance des photons directs et de par leur gamme en impulsion transverse, les photons durs plus facile à extraire du spectre total. Pour ce faire il est nécessaire d'avoir à disposition une méthode d'extraction des photons, sujet développé par la suite.

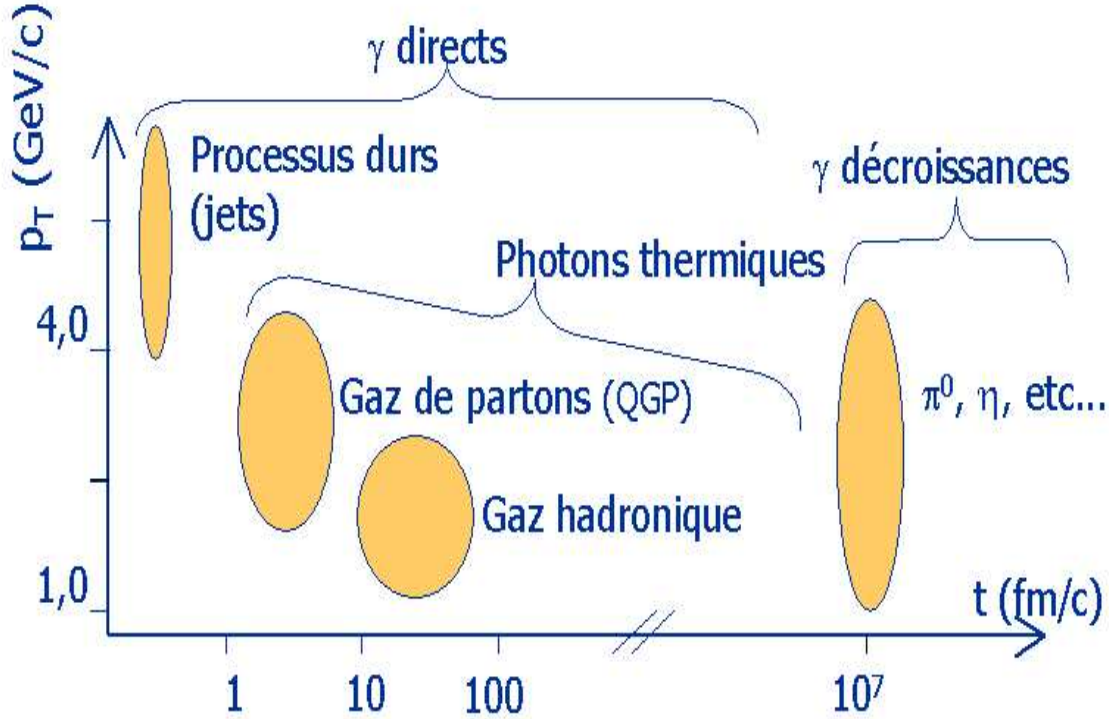


FIG. 1.11 – Différentes étapes de production des photons selon leur impulsion transverse et en fonction du temps de la réaction.

### 1.4.2 Pourquoi les photons ?

Tout d'abord, les photons de par leur nature ne sont pas sensibles à l'interaction forte et gardent donc intacte toute information provenant de la collision. Disposant d'un libre parcours moyen grand ils subissent par ce fait pas ou peu d'interactions avant d'être détectés. En utilisant quelques modèles théoriques [56, 57, 58, 59, 60] il est alors possible de remonter aux fonctions de distribution des partons et plus particulièrement des gluons dans le plasma. De plus, les photons sont émis durant toutes les phases de la réaction, phase de formation, phase d'équilibre, phase mixte PQG hadrons, phase de gaz hadronique, jusqu'à l'hadronisation complète du système (gel ou "freeze-out"). La source supplémentaire de photons directs lors de la formation de PQG va donc constituer une signature intéressante à étudier.

L'expérience WA98 au SPS est la première collaboration à s'y être intéressée, elle a pré-

senté les résultats sur la production de photons directs dans les collisions  $Pb+Pb$  centrales et périphériques à 158 GeV/A normalisée à la production de photons attendue lors de collisions d'ions plus légers. Le résultat figure 1.12 pour les collisions centrales montre un léger excès de photons comparé aux collisions périphériques mais à cause des barres d'erreurs statistiques et des erreurs systématiques, on ne peut être complètement catégorique. De plus étant donné la densité d'énergie atteinte par le SPS, on ne peut exclure totalement un scénario purement hadronique.

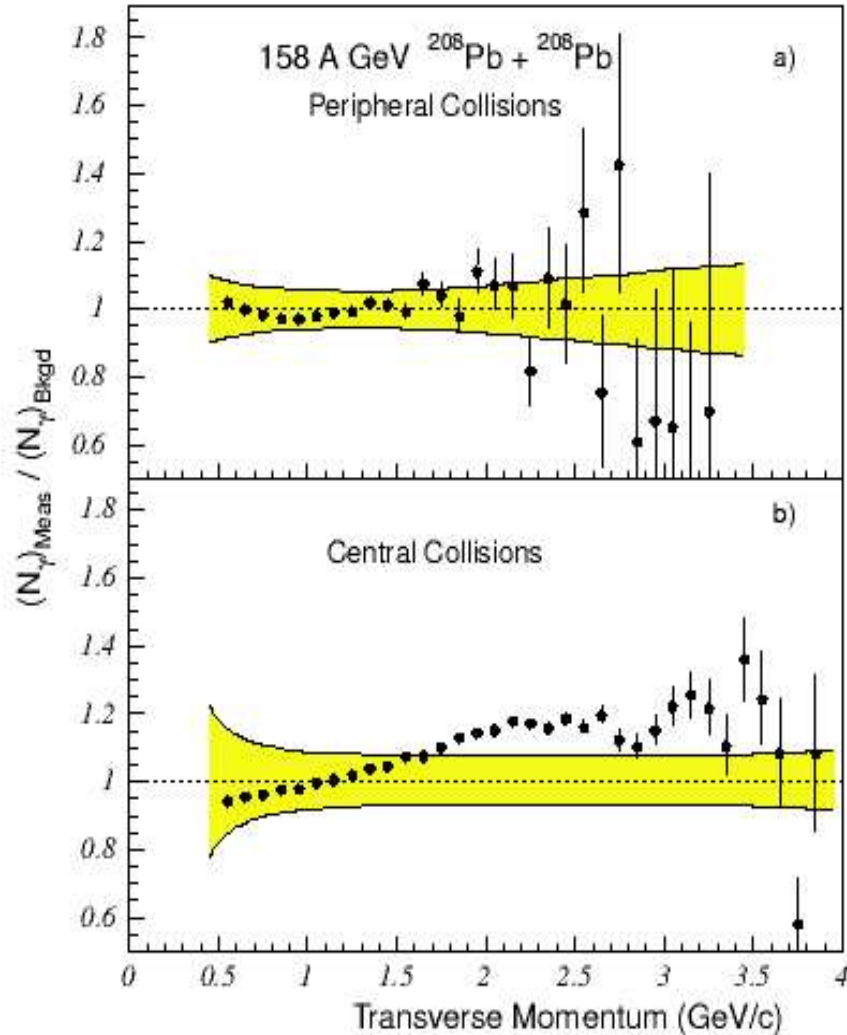


FIG. 1.12 – Production de photons directs normalisée à la production de photons provenant d'une décroissance électromagnétique d'un hadron mesurée par la collaboration WA98 pour des collisions  $Pb + Pb$  à 158 AGeV. La zone grisée correspond aux erreurs systématiques [47].

L'excès de photons intéresse également la collaboration PHENIX dont le détecteur EMCal est spécialement dédié à l'identification des photons. Les premiers résultats ob-

tenus en estimant le rapport  $\gamma/\pi^0$  lors des collisions  $Au + Au$  à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV ont été montrés lors de la conférence Quark Matter 2004 visible sur la figure 1.13, avec différents ajustements apportés par des modèles théoriques plus ou moins pertinents. Cette figure montre une augmentation significative de ce rapport. Cependant dans les collisions  $Au + Au$  cet excès (outre les barres d'erreurs importantes) peut s'expliquer par d'autres phénomènes et plus particulièrement par la perte d'énergie ("jet-quenching") des mésons  $\pi^0$  à haute énergie. Puisqu'on a moins de pions  $\pi^0$ , le rapport  $\gamma/\pi^0$  ne peut qu'augmenter, d'où l'intérêt d'obtenir une référence avec les collisions  $p + p$ , ce qui est le sujet développé dans ma thèse.

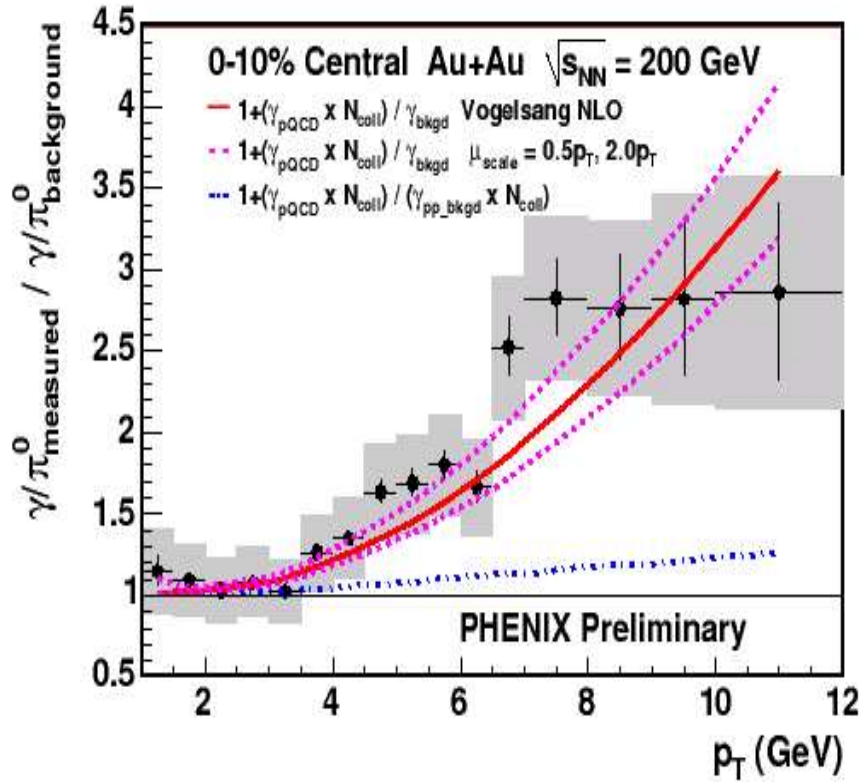


FIG. 1.13 – Double rapport entre  $\gamma/\pi^0$  mesuré et le fond estimé  $\gamma/\pi^0$ . Estimation faite par l'expérience PHENIX dans les collisions  $Au + Au$  les plus centrales à 200 GeV. L'ajustement est fait avec différentes hypothèses de calcul pQCD [47].

### 1.4.3 Production des photons “durs”

Les diagrammes de Feynman figures 1.14 et 1.15 récapitulent les différents processus de production des photons. Dans le cas des photons durs et à l'ordre dominant du développement perturbatif pQCD, deux processus de production apparaissent. Le premier est la diffusion Compton (figure 1.16), le second est l'annihilation quark-antiquark (figure 1.17).

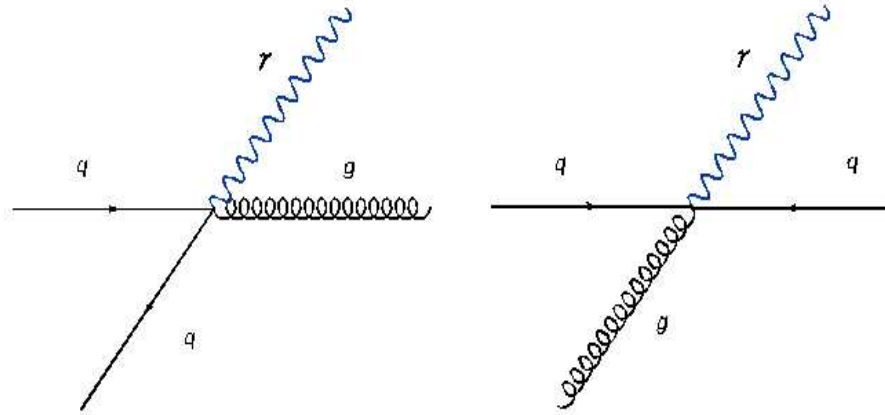


FIG. 1.14 – Scénarii de la production de photons durs par diffusion Compton (droite) et annihilation quark-antiquark (gauche).

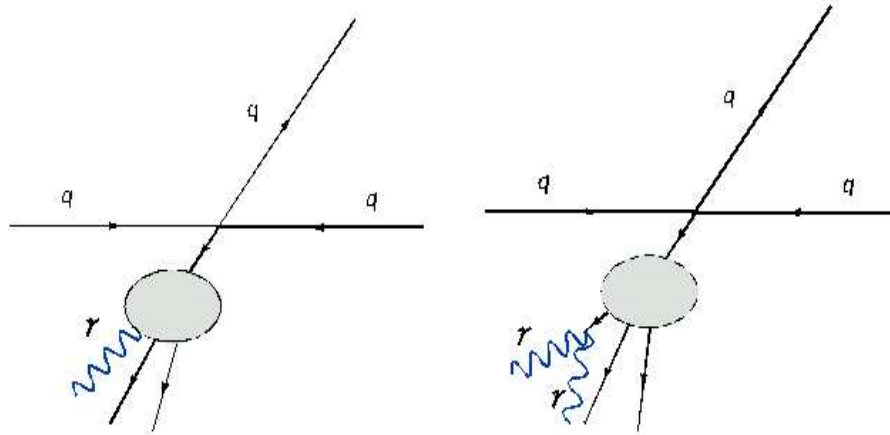


FIG. 1.15 – Scénarii de la production de photons durs par fragmentation (gauche) et de la production de photons par décroissance électromagnétique d'un hadron (droite).

En introduisant la variable  $x$  (variable de Bjorken <sup>1</sup>), la figure 1.18 montre que la densité de gluons est plus grande que la densité en quarks et antiquarks aux faibles valeurs de  $x$ . Alors que pour les valeurs élevées de  $x$  la densité de quarks est plus importante que celle des gluons et que la densité d'antiquarks reste bien inférieure à la densité gluonique.

Il en résulte que dans les collisions *proton + proton* la production de photons durs est due essentiellement au processus de diffusion Compton entre quarks et gluons. La figure 1.19 compare les productions dues aux deux processus, Compton et annihilation, en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  et pour les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV. La

<sup>1</sup>L'énergie du hadron est répartie entre les partons le constituant. La variable  $x$  traduit alors la fraction de l'impulsion totale emportée par le parton.

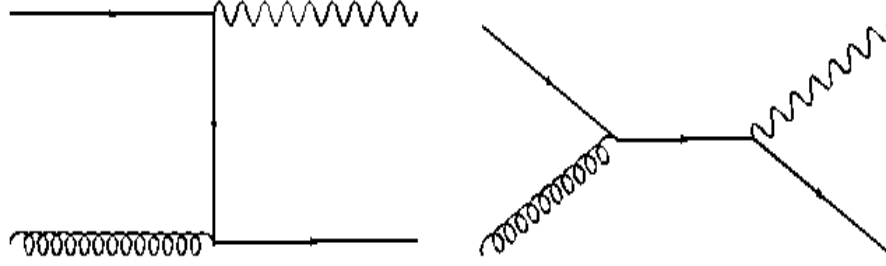


FIG. 1.16 – Diagrammes de Feynman pour la production de photons durs à l'ordre dominant pour le processus de diffusion Compton.

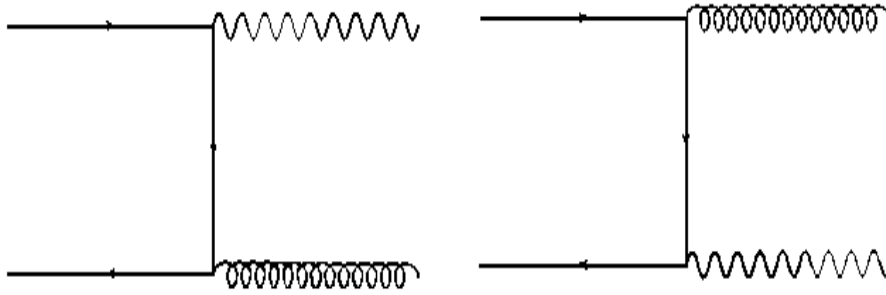


FIG. 1.17 – Diagrammes de Feynman pour la production de photons durs à l'ordre dominant pour le processus d'annihilation quark-antiquark.

figure 1.20 montre les mêmes taux de production mais cette fois en fonction de  $x_T$ , où cette variable <sup>2</sup> est proche de  $x$  dans le cas des collisions très énergétiques [61] c'est à dire  $x_T \approx x$ .

Cependant en plus de ces deux processus principaux, il faut également tenir compte des émissions de photons par rayonnement de freinage. Ce cas est inclus dans le processus de fragmentation. La fonction de fragmentation pour un photon calculée par QCD s'écrit [62] :

$$zD_{\gamma/q_i}(z, Q^2) = e_{q_i}^2 \frac{\alpha_s}{2\pi} [1 + (1-z)^2] \ln(Q^2/\Lambda^2), \quad (1.8)$$

$$zD_{\gamma/g}(z, Q^2) = 0. \quad (1.9)$$

avec  $z$  la fraction d'impulsion du parton initial,  $\Lambda$  paramètre d'échelle QCD, et  $e_{q_i}$  la charge électrique du quark  $i$ .

La figure 1.21 traduit l'évolution des processus de production directe (Compton, annihilation) et par fragmentation des photons. Ce processus de fragmentation domine aux faibles valeurs d'impulsions transverses alors qu'au contraire ce sont les processus directs qui sont majoritaires aux valeurs élevées de  $p_T$ .

<sup>2</sup>même définition que pour  $x$  mais cette fois dans le plan transverse.

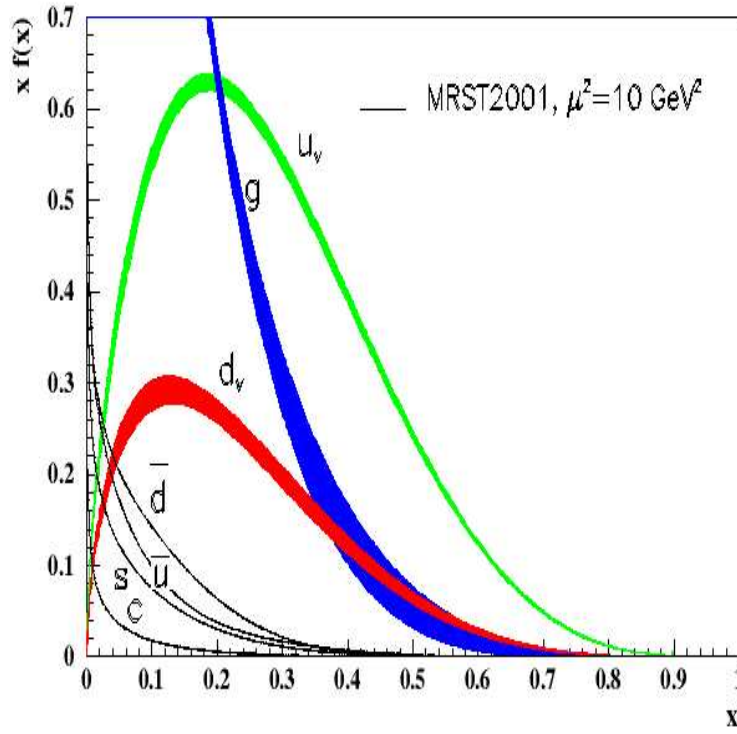


FIG. 1.18 – Distribution de la densité de partons non-polarisés en fonction de la variable  $x$  de Bjorken en utilisant la paramétrisation MRST2001 [61].

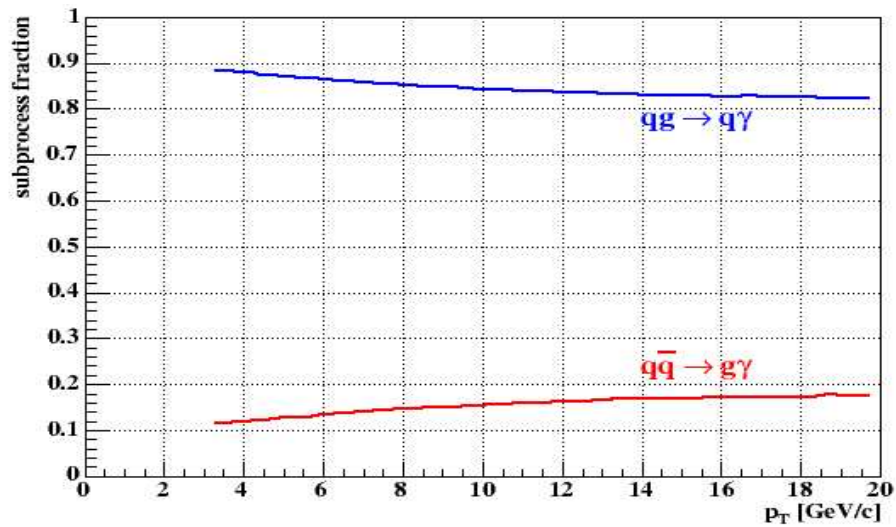


FIG. 1.19 – Fraction des processus  $gq \rightarrow q\gamma$  et  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  dans les collisions  $p+p$  à  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$  en fonction de  $p_T$  [61].

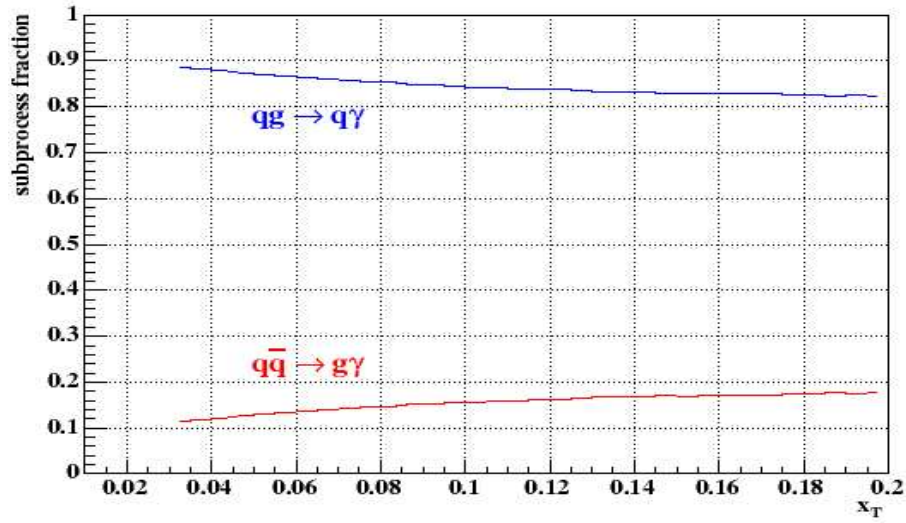


FIG. 1.20 – Fraction des processus  $gq \rightarrow q\gamma$  et  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  dans les collisions  $p+p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV en fonction de  $x_T$  [61].

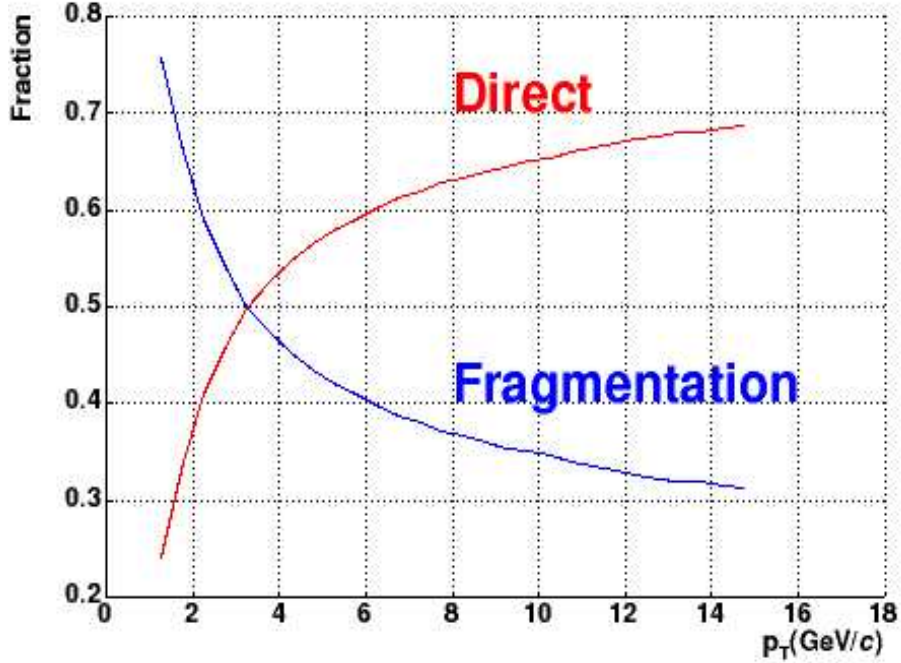


FIG. 1.21 – Taux des processus de production directe et de fragmentation en fonction du  $p_T$  du photon [61].

# Chapitre 2

## Dispositif expérimental

### 2.1 RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider

RHIC [63], seul collisionneur d'ions lourds à fonctionner depuis l'année 2000 (en attendant le LHC du CERN) est l'outil fourni aux physiciens pour “remonter dans le temps”, comprendre les premiers instants de notre univers et confirmer l'état initial déconfiné de la matière soupçonné au SPS.

Ce collisionneur dont on peut voir une vue d'ensemble figure 2.1, situé au BNL (Brookhaven National Laboratory) près de New-York, s'appuie sur plusieurs accélérateurs qui vont permettre l'analyse des systèmes  $Au + Au$ ,  $d + Au$ ,  $p + p$  et d'autres à des énergies nominales allant jusqu'à 100 GeV/A.

#### 2.1.1 Tandem Van de Graaff

C'est le premier étage d'accélération du complexe RHIC, construit dans les années 70. C'est également l'endroit où les atomes sont délestés d'une partie de leurs électrons pour obtenir des ions (dans une gamme qui va de l'hydrogène à l'uranium) et accélérés par la suite. La première étape consiste d'abord à bombarder une fine couche d'or (si c'est l'ion qui est choisi) à l'aide d'un faisceau de césium positif pour lui arracher des atomes Au, qui sont accélérés et qui passent plusieurs fois à travers une couche de carbone afin de lui arracher un certain nombre d'électrons (31).

L'ion d'or de charge  $Q = 31$  est alors accéléré à une vitesse de l'ordre de 5 % de la vitesse de la lumière ( $\sim 1$  GeV/A) et acheminé par l'intermédiaire d'un tube de 900 m de long, du Tandem jusqu'au Booster.

#### 2.1.2 Linac : Linear Accelerator

Afin d'établir une systématique de comparaison avec des collisions où la probabilité de créer le PQG est très faible, les physiciens du RHIC ont besoin d'un faisceau de protons. Le Linac leur fournit un faisceau de protons polarisé et accéléré à 200 MeV. Cette source de protons utilisée est polarisée et met en exergue un autre programme important étudié au RHIC, la structure en spin des particules.



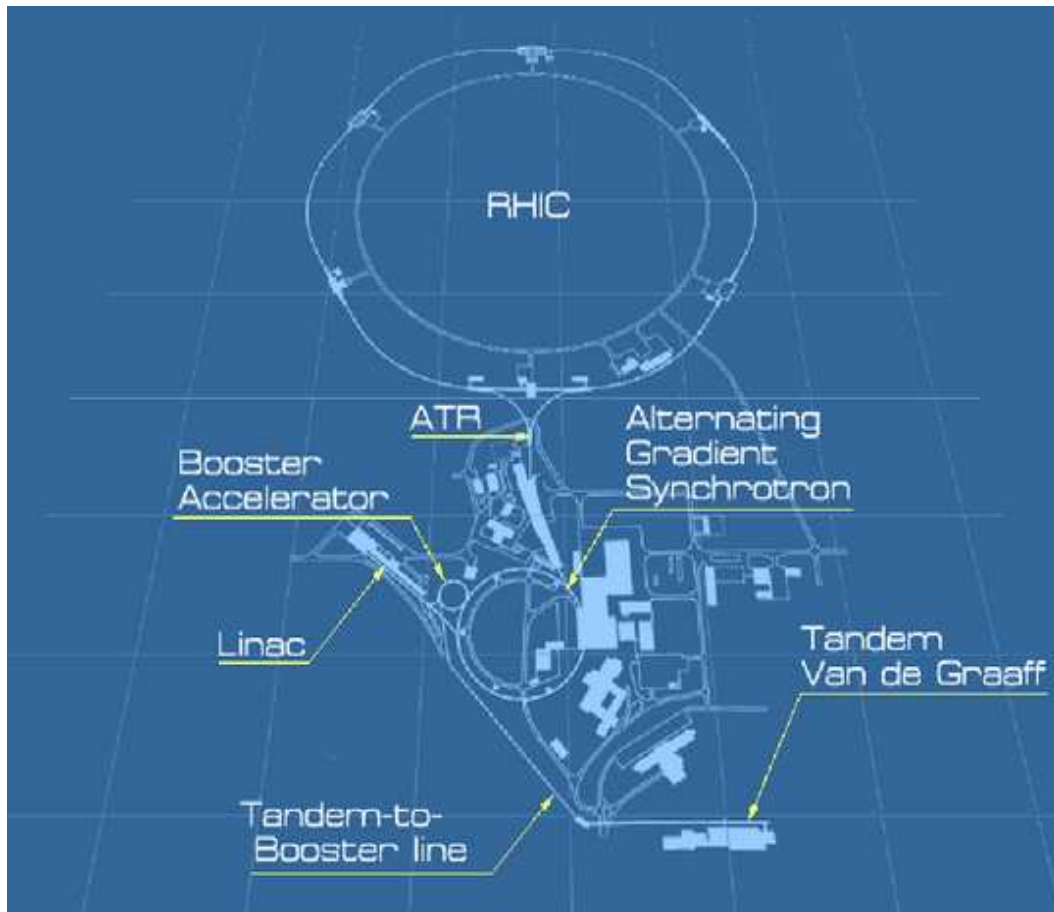


FIG. 2.1 – Le collisionneur d'ions lourds ultra-relativistes RHIC.

Cependant ce faisceau polarisé n'interfère pas sur le taux de production des particules (dans notre cas les photons) étudiées dans cette thèse.

### 2.1.3 Booster et Alternating Gradient Synchrotron (AGS)

Le Booster est un synchrotron de 201,78 m de circonférence construit entre 1986 et 1991 fonctionne en corrélation avec l'AGS, il reçoit les protons et les ions plus lourds du Linac et du Tandem Van de Graaff. Le vide qui règne dans le Booster permet d'accéder à des gammes d'ions très lourds. L'AGS utilisé seul, dû au gaz qui y subsiste, restreindrait fortement le choix des ions possibles. En sortie du Booster les ions d'or ont alors une charge de  $Q = +77$ .

En activité depuis 1960, l'AGS quant à lui est l'un des premiers accélérateurs de particules couronné de trois prix Nobel. En 1976 pour la découverte du  $J/\psi$ , en 1980 pour la violation CP, et en 1988 pour la découverte du neutrino muonique. On notera donc l'importance historique de ce synchrotron, base de construction du RHIC. Les ions y arrivent du Booster à environ 37% ( $\sim 1,08$  GeV/A) de la vitesse de la lumière, ils y sont encore accélérés à 99,7% ( $\sim 12,90$  GeV/A) de la vitesse de la lumière et envoyés dans les anneaux du RHIC

avec une charge de  $Q = +79$  pour les noyaux d'or.

### 2.1.4 RHIC

En sortie de l'AGS, le faisceau d'ions est transporté par le tube ATR (AGS-to-RHIC), divisé alternativement en deux paquets de  $10^9$  ions à l'aide d'un champ électromagnétique et injecté soit dans le sens de l'aiguille d'une montre, anneau "bleu" du RHIC, soit dans le sens opposé, anneau "jaune" du RHIC.

Ces anneaux de 3,83 km de circonférence vont de nouveau accélérer les faisceaux d'ions jusqu'à atteindre leur vitesse nominale de 99,995 % de la vitesse de la lumière c'est à dire 100 GeV/A. Les deux faisceaux rentrent en collision à l'un des six points d'interaction autour du collisionneur dont quatre portent le nom d'expériences de la physique des hautes énergies et deux restent disponibles pour d'autres expériences à venir. Chacune de ces quatre expériences joue un rôle spécifique dans la recherche du plasma de quarks et de gluons et sera présentée plus en détails un peu plus loin. Mais d'abord une récapitulation des différentes campagnes de prise de données au RHIC s'impose.

### 2.1.5 Performances du RHIC

Le RHIC permet donc d'étudier différents systèmes de collisions. Les collisions d'ions lourds Au+Au à plusieurs énergies dans le centre de masse mais aussi des collisions  $d + Au$  et  $p + p$  à également différentes énergies. Aujourd'hui d'autres systèmes ont été envisagés et certains concrétisés tels les collisions Cu+Cu à 200 GeV. Un récapitulatif des performances du RHIC est proposé figure 2.2. Les différents systèmes de collisions sont présentés ainsi que les luminosités et les temps de vie du faisceau atteints par le collisionneur.

Le tableau 2.1 récapitule les quatre campagnes de prises de données entre 2000 et 2005 ainsi que leurs caractéristiques en terme de systèmes étudiés, d'énergie dans le centre de masse, et de luminosité intégrée. La cinquième campagne (2005) et la sixième en cours actuellement (2006) concernent d'autres systèmes tels que  $Cu + Cu$  et permettront de sonder différentes observables dans des domaines comparables, par exemple, aux résultats des collisions  $Au + Au$  périphériques ou des collisions  $d + Au$ .

## 2.2 Les quatre expériences du RHIC

Sur le site de RHIC quatre expériences, BRAHMS [64], PHOBOS [65], STAR [66], et PHENIX [63] s'attellent toutes ensemble, chacune dans son domaine de compétence mais en rassemblant leurs résultats, à mettre en évidence la formation du plasma de quarks et de gluons. Une brève description de ces détecteurs leur est consacrée dans les paragraphes suivants.

### 2.2.1 BRAHMS : Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers

L'une des deux plus petites collaborations, elle regroupe 51 participants répartis dans 14 institutions de 8 pays différents. En comparant le RHIC à une "horloge" BRAHMS est localisé à 2 heures et s'intéresse particulièrement à la région de la collision le long

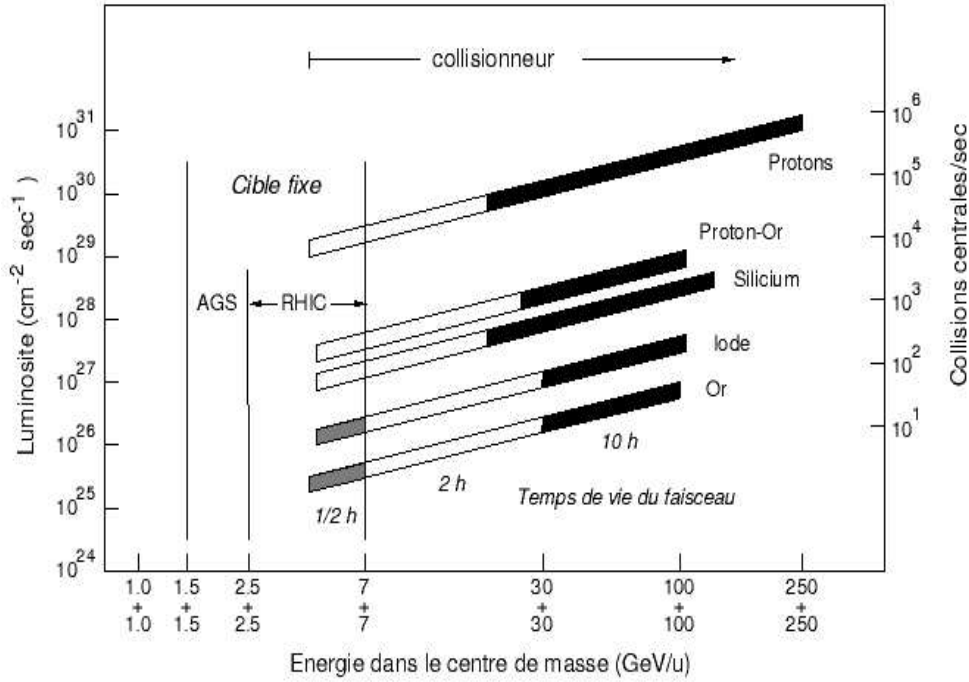


FIG. 2.2 – Performances du RHIC en termes de luminosité et de temps de vie faisceau ainsi que les différents systèmes étudiés.

de l'axe du faisceau. Une vue d'ensemble figure 2.3 décrit ce détecteur dont la principale spécificité est d'utiliser deux spectromètres magnétiques de hautes résolutions, en avant et à moyenne rapidité, amovibles et capables donc de couvrir une large gamma en pseudo-rapidity ( $0 < \eta < 4$ ). En combinant ces spectromètres avec les détecteurs de temps de vol et les détecteurs à émission Cherenkov, BRAHMS est capable de mesurer le taux de production des principales particules chargées ( $p, \bar{p}, K^\pm$  et  $\pi^\pm$ ).

### 2.2.2 PHOBOS

Du nom d'une lune de Mars, PHOBOS figure 2.4, consiste en une multitude de détecteurs au silicium tout autour de la zone d'interaction. Malgré une plage en rapidité assez restreinte ( $0 < \eta < 1,5$ ), cette technologie à déclenchement rapide va permettre de sélectionner des événements très rares. Également, avec ces détecteurs des paramètres tels que le nombre de particules produites lors de la collision ou leurs distributions angulaires peuvent être mesurées. En particulier PHOBOS va mesurer le rapport entre particules chargées, les spectres en impulsions transverses, la production d'étrangeté et les corrélations entre particules. Ces résultats font remonter alors à des variables thermodynamiques plus globales telles que la température, la taille ou la densité de la boule de feu ("fireball") créée lors de la collision. Des fluctuations de ces paramètres peuvent mettre en évidence un changement de phase de la matière ordinaire.

Prise de données	Collisions	$\sqrt{s_{NN}}$	Luminosité
Campagne I (2000)	Au+Au	130 GeV	$\sim 1 \mu b^{-1}$
Campagne II (2001 – 02)	Au+Au	200 GeV	$\sim 24 \mu b^{-1}$
	p+p	200 GeV	$\sim 0,15 pb^{-1}$
Campagne III (2002 – 03)	d+Au	200 GeV	$\sim 2,74 nb^{-1}$
	p+p	200 GeV	$\sim 0,35 pb^{-1}$
Campagne III (2003 – 04)	Au+Au	200 GeV	$\sim 241 \mu b^{-1}$
	Au+Au	62,4 GeV	$\sim 9 \mu b^{-1}$
	p+p	200 GeV	$0,12 pb^{-1}$
Campagne V (2004 – 05)	Cu+Cu	200 GeV	$3 nb^{-1}$
	Cu+Cu	62,4 GeV	$0,19 nb^{-1}$
	Cu+Cu	22,5 GeV	$2,7 \mu b^{-1}$
	p+p	200 GeV	$3,8 pb^{-1}$

TAB. 2.1 – Caractéristiques des différentes campagnes de prises de données du RHIC.

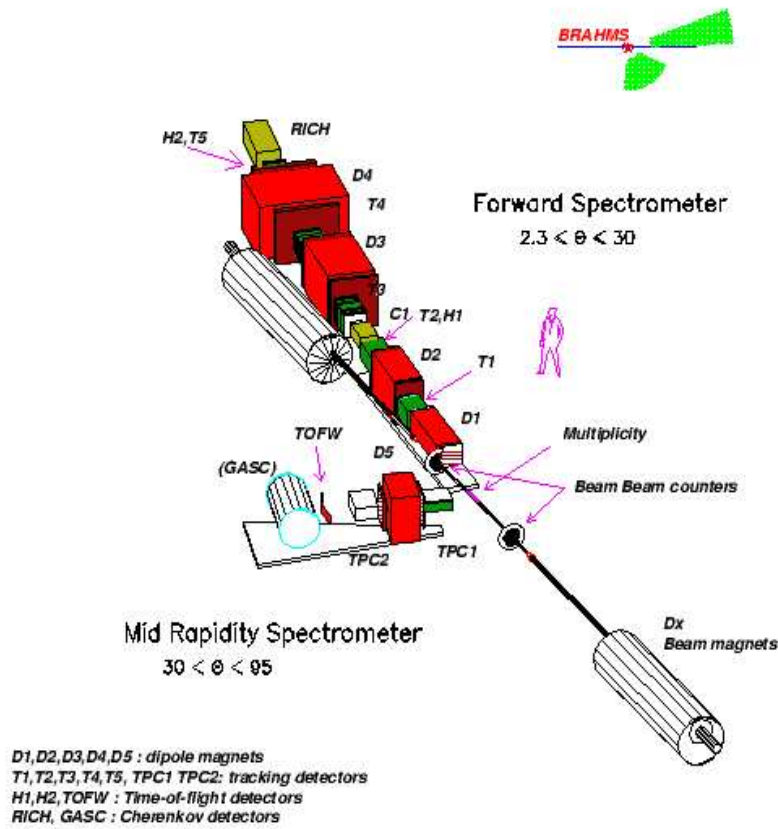


FIG. 2.3 – Vue d'ensemble du détecteur BRAHMS.

C'est l'autre "petite" expérience avec 70 physiciens, 12 institutions provenant de 3 pays différents, elle se situe à 10 heures sur l'anneau de RHIC.

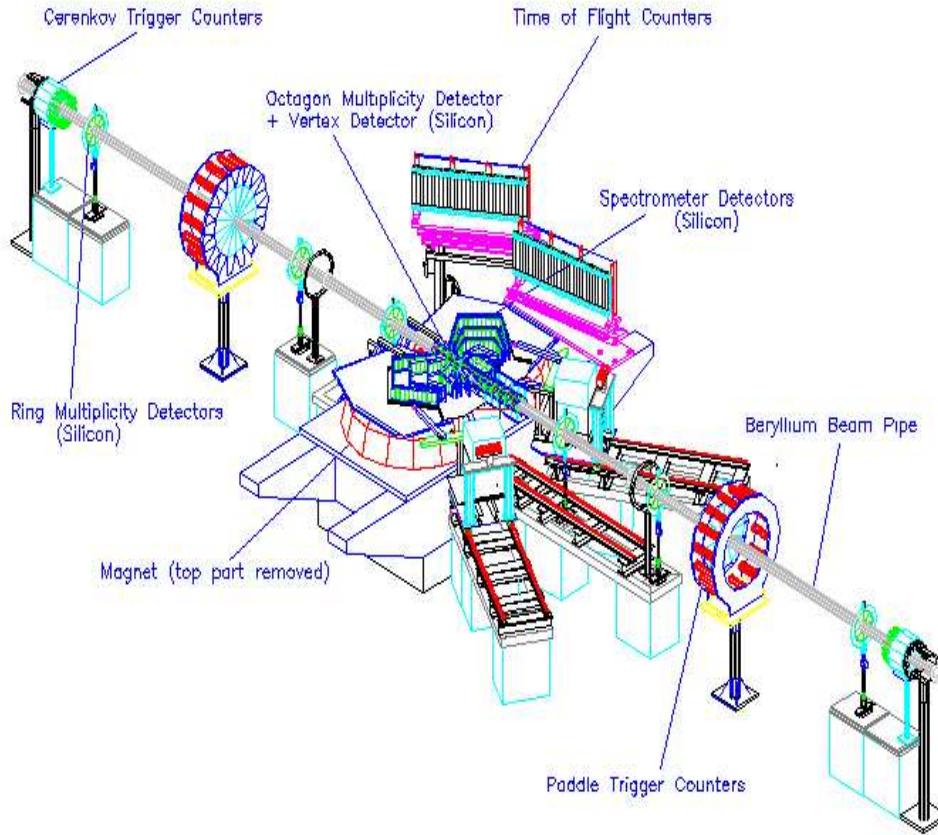


FIG. 2.4 – Vue d'ensemble du détecteur PHOBOS.

### 2.2.3 STAR : Solenoidal Tracker At RHIC

C'est l'une des deux plus grandes expériences avec ses quelques 400 scientifiques et ingénieurs provenant de 33 institutions et de 7 pays différents. Elle se trouve localisée à 6 heures sur l'anneau du RHIC. Une vue d'ensemble du détecteur figure 2.5 est disponible. Constituée de nombreux systèmes de détection, calorimètre électromagnétique (EMC), détecteur Cherenkov (RICH), détecteur de temps de vol (ToF), trajectographe de vertex en silicium (SVT), mais surtout par la plus grande chambre à projection temporelle (TPC) actuellement construite, cette expérience couvre une large fenêtre en pseudo-rapacité ( $|\eta| < 4$ ) et couverture azimutale complète ( $\Delta\phi = 2\pi$ ).

Ce dispositif va donc mesurer la trajectoire et identifier la plupart des particules chargées produites lors de la collision et permettre, entre autres, une étude de la production d'étrangeté et des corrélations entre particules qui sont autant de signatures importantes du plasma de quarks et de gluons.

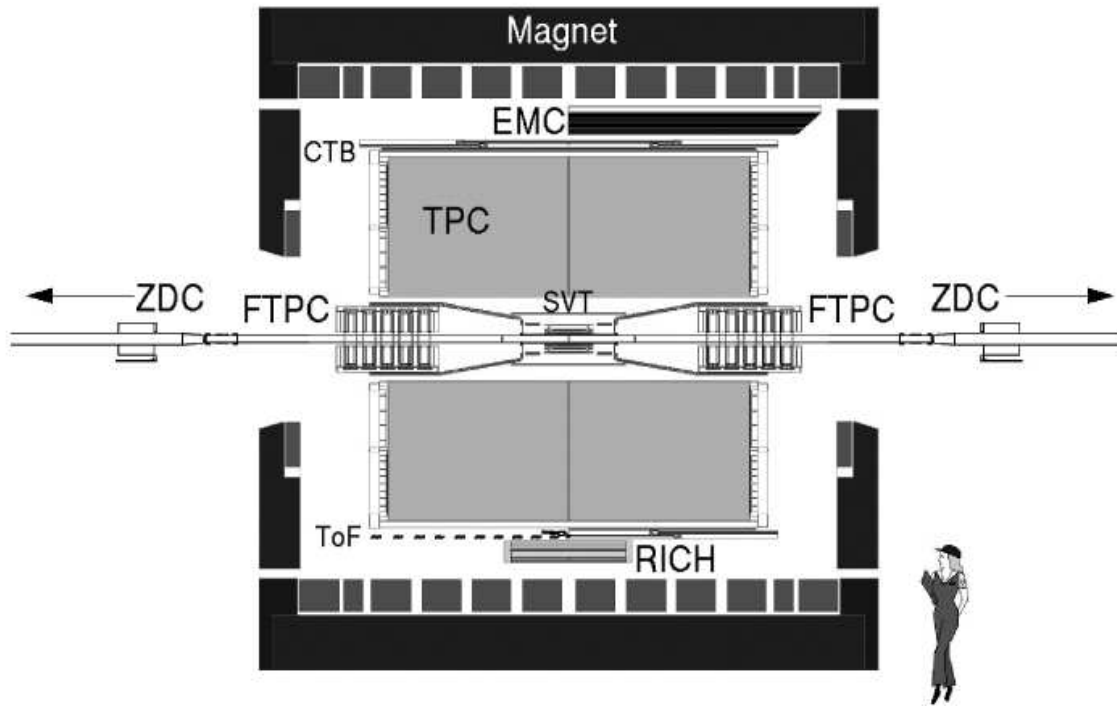


FIG. 2.5 – Vue d'ensemble du détecteur STAR.

#### 2.2.4 PHENIX : Pionnering Energy Nuclear Interaction eXperiment

PHENIX est la plus grande des quatre collaborations, elle regroupe 450 physiciens provenant de 51 institutions de 11 pays différents, et son but principal est évidemment l'étude des signatures du PQG. Elle se situe à 8 heures sur l'anneau du RHIC.

PHENIX est un détecteur composé d'une douzaine de sous-systèmes qui identifient particulièrement les photons et les leptons. Ces deux types de particules ne sont pas affectées par l'interaction forte et transportent donc des informations non modifiées sur la collision au détecteur, d'où leur importance. Ce travail de thèse s'inscrit au sein de la collaboration PHENIX et plusieurs chapitres sont par conséquent consacrés à ce détecteur et au sous-système plus particulier dédié à l'identification des photons, le calorimètre électromagnétique EMCal.

### 2.3 PHENIX : Pionnering High Energy Nuclear Interaction eXperiment

De même que les autres expériences, l'objectif de PHENIX est de déterminer et caractériser à travers diverses signatures, l'existence d'un nouvel état de la matière. Ces observables sont essentiellement la production de  $J/\psi$ , de particules de hautes impulsions

transverses, la mesure de paires de di-électrons et de di-muons (leptons) et l'extraction des photons directs du spectre inclusif de photons afin d'observer une radiation électromagnétique du plasma. On peut y ajouter la mesure des spectres de hadrons chargés où le taux d'étrangeté.

Pour ces mesures, PHENIX possède une multitude de détecteurs qui peuvent être regroupés en trois grands groupes.

- deux bras à mi-rapacité, le “Central Arm Detectors” dont les différentes parties sont dédiées à l'identification des électrons (RICH), des particules chargées (PC, DC) et des photons (EMCal).
- Des spectromètres à muons, “Muons Arms”, placés à grande rapidité (bras avant nord et sud du détecteur) qui permettront d'étudier principalement l'effet d'écrantage des paires  $c\bar{c}$  dans le plasma de quarks et de gluons.
- Des détecteurs, “Event Characterisation Detectors”, qui donnent accès à des observables plus globales pour caractériser les événements, telles que le temps de vol des particules, la position du vertex, le paramètre d'impact ou la multiplicité des particules produites, sont placés tout autour de la zone de collision (MVD, BBC, ZDC).

En plus de ces trois groupes de détecteurs PHENIX possède également un aimant central (CM) de 1,15 T·m qui courbent les particules chargées qui sortent de la zone de réaction ainsi qu'autour des bras di-muons deux champs magnétiques transverses à l'axe du faisceau d'intensité 0,72 T·m (pour  $\eta = 2$ ).

A noter également la possibilité pour PHENIX de sélectionner les événements rares à grande impulsion transverse à l'aide d'un système de déclenchement rapide appelé "Level-1 et Level-2 triggers".

Dans les paragraphes suivants, ses sous-systèmes de détection, importants pour recouper les différentes signatures du plasma, sont décrits plus en détails. Un aperçu global du détecteur PHENIX est donné figure 2.6. Les tableaux 2.2 et 2.3 récapitulent les différents sous-systèmes qui composent PHENIX ainsi que leurs caractéristiques.

Pour faciliter la comparaison avec les documents originaux de la collaboration PHENIX, la terminologie adoptée dans la plupart des cas suivra la nomenclature anglaise.

### 2.3.1 Les aimants PHENIX

Le champ magnétique nécessaire au fonctionnement de l'expérience PHENIX est fourni par trois aimants [68], l'un central et deux (Nord et Sud) associés aux spectromètres à muons. La configuration de ces aimants est montrée figure 2.7. L'aimant central assure un champ magnétique autour du point de collision parallèle à l'axe du faisceau, ce qui permet la mesure de l'impulsion de particules chargées dans un domaine en angle polaire compris entre  $[70^\circ; 110^\circ]$ . La figure 2.8 donne la carte générale des champs magnétique autour du vertex de collision. La valeur de ce champ varie entre 0,43 T·m à 1,15 T·m. Elle doit être importante autour de la chambre à dérive (DC), étant donné que l'impulsion de la particule est calculée à l'aide de la courbure entre le point d'interaction et le système (DC). À contrario le champ magnétique doit être faible à des distances  $\geq 200$  cm du vertex, en raison d'impératifs de fonctionnement des systèmes RICH et EMCAL.

Les aimants Nord et Sud délivrent un champ radial pour permettre la reconstruction des

Sous-systèmes	Pseudo-rapidité $\Delta\eta$	angle azimutal $\Delta\Phi$	fonctionnalité
Aimant Central	$\pm 0,35$	$360^\circ$	champ $\geq 1,15 \text{ T}\cdot\text{m}$
Aimant Nord	$[-1,1; -2,2]$	$360^\circ$	$0,72 \text{ T}\cdot\text{m}$ pour $\eta = 2$
Aimant Sud	$[1,1; 2,4]$	$360^\circ$	$0,72 \text{ T}\cdot\text{m}$ pour $\eta = 2$
BBC	$\pm[3,1; 3,9]$	$360^\circ$	déclenchement du tof, vertex
ZDC	$\pm 2 \text{ mrad}$	$360^\circ$	déclenchement biais minimum
DC	$\pm 0,35$	$90^\circ \times 2$	reconstruction des particules chargées
PC	$\pm 0,35$	$90^\circ \times 2$	impulsion
TEC	$\pm 0,35$	$90^\circ$	perte d'énergie des particules
RICH	$\pm 0,35$	$90^\circ \times 2$	identification des électrons
TOF	$\pm 0,35$	$45^\circ$	identification des hadrons
EMCal (PbSc)	$\pm 0,35$	$90^\circ + 45^\circ$	identification des électrons et
EMCal (PbGl)	$\pm 0,35$	$45^\circ$	des photons
Mutr (Sud)	$[-1,15; -2,25]$	$360^\circ$	reconstruction des muons
Mutr (Nord)	$[1,15; 2,44]$	$360^\circ$	reconstruction des muons
MuID (Sud)	$[-1,15; -2,25]$	$360^\circ$	identification des muons
MuID (Nord)	$[1,15; 2,44]$	$360^\circ$	identification des muons

TAB. 2.2 – Caractéristiques des différents sous-systèmes qui composent PHENIX [67].

Sous-systèmes	Résolution
BBC	$\sigma_{t_0} \sim 20 \text{ psec}, \sigma_{vertex} \sim 60 \text{ mm}$
ZDC	$\sigma_{vertex} \sim 250 \text{ mm}$
DC	$\sigma_z \sim 2 \text{ mm}$
PC1	$\sigma_{r-\Phi} \sim 2,5 \text{ mm}, \sigma_z \sim 1,7 \text{ mm}$
PC2	$\sigma_{r-\Phi} \sim 3,9 \text{ mm}, \sigma_z \sim 3,1 \text{ mm}$
PC3	$\sigma_{r-\Phi} \sim 4,6 \text{ mm}, \sigma_z \sim 3,6 \text{ mm}$
TOF	$\sigma_t \sim 110 \text{ psec}$

TAB. 2.3 – Résolution des différents sous-systèmes de PHENIX.



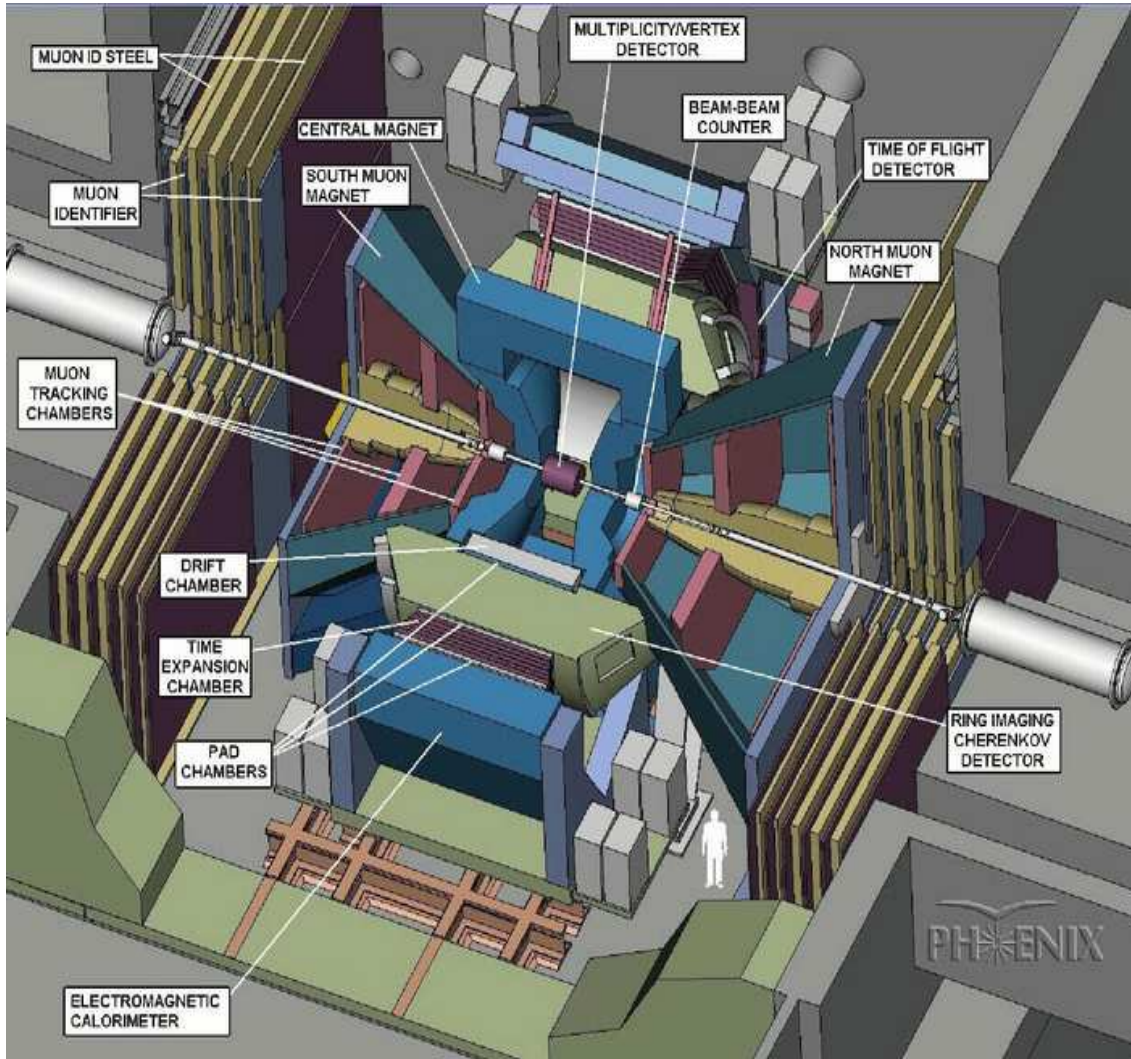


FIG. 2.6 – Vue globale du détecteur PHENIX.

muons. L'aimant Nord couvre un domaine en rapidité compris entre  $[-1, 1; -2, 2]$  et celui du Sud un domaine en rapidité compris entre  $[1, 1; 2, 4]$ . Ils ont également une couverture azimutale de  $2\pi$  et une rigidité magnétique de  $0,72 \text{ T}\cdot\text{m}$ .

### 2.3.2 Détecteurs globaux : Event Characterisation Detectors

Les propriétés générales de la collision, la position du vertex le long de l'axe du faisceau, les informations sur les déclenchements et le temps de vol des particules, le paramètre d'impact et la multiplicité des hadrons chargés sont définis à l'aide de détecteurs entourant le point d'interaction.

Ces détecteurs sont le "Beam-Beam Counters" (BBC), le "Zero Degree Calorimeters" (ZDC), le "Multiplicity Vertex Detector" (MVD).

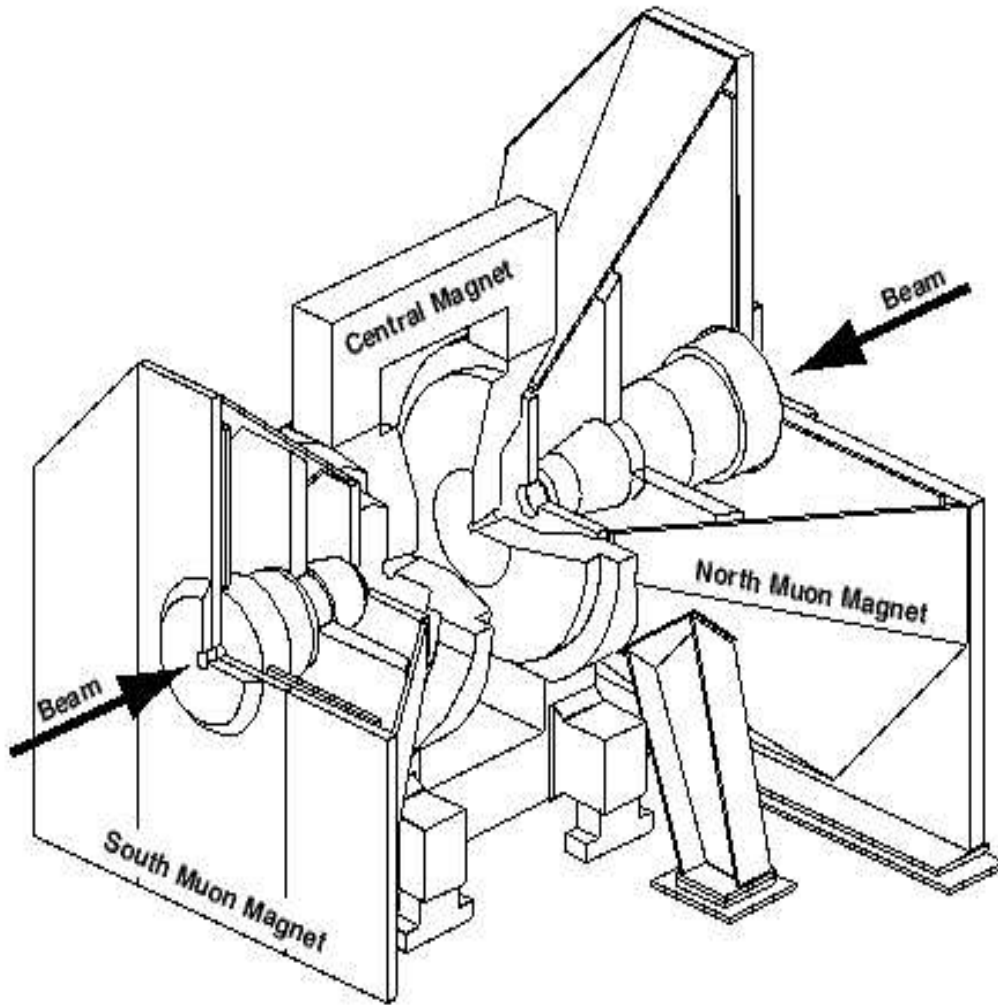


FIG. 2.7 – Configuration des aimants du détecteur PHENIX, les flèches indiquent la direction des faisceaux.

### 2.3.3 Beam-Beam Counter (BBC)

PHENIX possède deux BBCs [69] (nord et sud) qui sont placés à une distance de 145 cm du centre du détecteur. Ils couvrent chacun une acceptance de 3,  $0 < \eta < 3,9$  pour un angle azimutal de  $2\pi$ .

Les Beam-Beam Counters jouent plusieurs rôles importants dans l'expérience PHENIX. Ils sont des éléments primordiaux du déclenchement biais minimum et fournissent l'information sur la centralité de l'événement (paramètre d'impact). Le déclenchement de la mesure du temps de vol est donné à partir de la différence entre le temps des BBC nord et sud. Et finalement, les BBC peuvent permettre de déterminer la position du vertex, cette information est le point initial de la trace de toutes particules chargées. Pour être plus précis ces deux paramètres sont calculés par l'intermédiaire des deux expressions

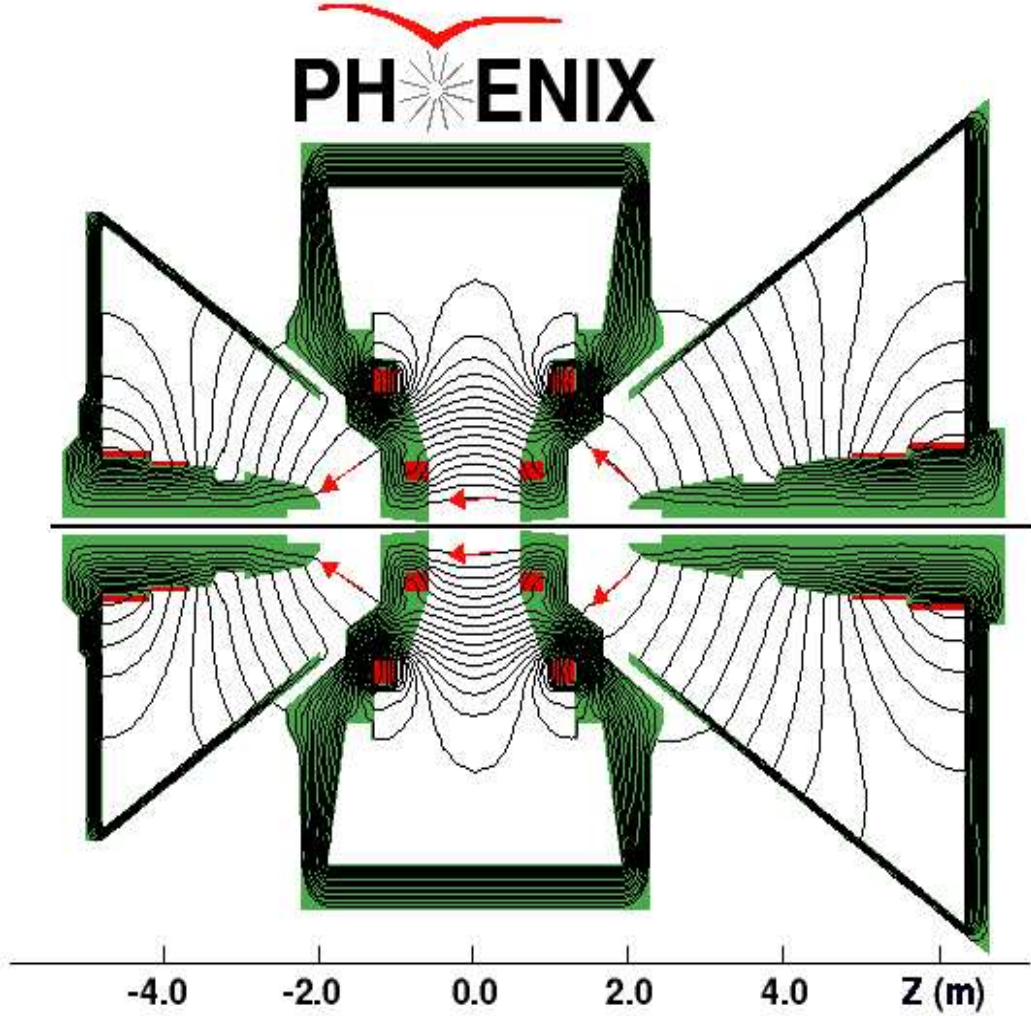


FIG. 2.8 – Carte des champs magnétiques délivrés par les aimants PHENIX.

suivantes :

$$BBC_z = \frac{T_S - T_N}{2} \times c \quad (2.1)$$

$$T_0 = \frac{T_S - T_N - 2L/c}{2} \quad (2.2)$$

Où  $T_S$  et  $T_N$  sont les temps donnés respectivement par les détecteurs BBC Nord et Sud. Le terme  $L = 145$  cm est la distance des deux BBCs au point de collision. Un schéma figure 2.9 récapitule cette description. D'un point de vue technologique chaque BBC possède 64 éléments de quartz hexagonaux (figures 2.10 et 2.11) basés sur l'émission Cherenkov et reliés au système électronique d'acquisition de données. Ce détecteur est également capable de fonctionner sous des conditions extrêmes de radiations (dans une plage de 1 – 30 MIP) et sous un champ magnétique intense ( $\sim 0,3$  T).

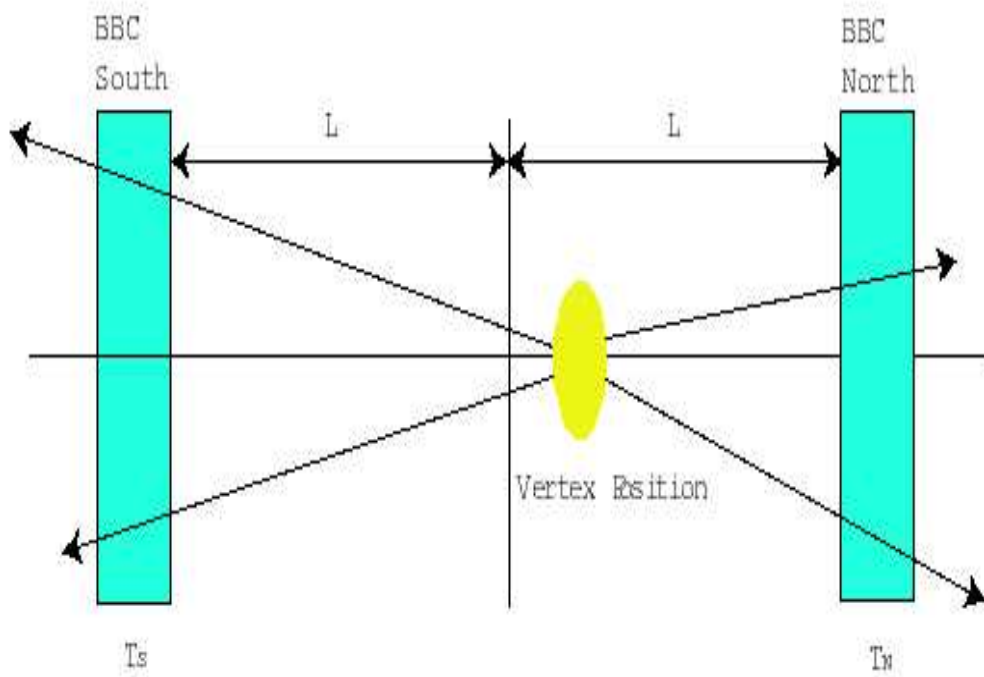


FIG. 2.9 – Schéma d’une collision et de particules créées arrivant au BBC.  $T_S$  et  $T_N$  sont les temps moyens d’arrivée aux deux bras du BBC.



FIG. 2.10 – Vue de l’un des BBC constitué de 64 éléments photomultiplicateurs.



FIG. 2.11 – Vue de l'un des tubes photomultiplicateurs du BBC associés à un quartz hexagonal.

### 2.3.4 Zero Degree Calorimeter (ZDC)

Les ZDC [70] sont des calorimètres hadroniques communs aux quatre expériences du RHIC. Chaque ZDC est placé à 18 m du point d'interaction le long de l'axe du faisceau derrière les dipôles magnétiques. Ces dipôles vont courber les faisceaux qui arrivent en sens opposé et permettre leur collision. Les particules chargées qui n'ont pas pris part sont déviées par ces champs magnétiques en dehors de l'acceptance des calorimètres, seuls les neutrons qui restent au niveau de l'axe du faisceau seront alors détectés. D'ailleurs on peut utiliser la coïncidence du signal de neutrons entre les deux ZDC comme déclenchement de biais minimum. Ce qui explique ses performances en terme de résolution temporelle ( $\sim 150$  ps) et en position du vertex ( $\sim 2, 5$  cm).

Chaque ZDC consiste en 3 modules de profondeur égale à 2 longueurs d'interaction hadronique. La gerbe hadronique créée par l'arrivée d'un neutron est transformée en lumière Cerenkov qui est elle-même acheminée par l'intermédiaire de fibres optiques jusqu'à un photomultiplicateur (PMT). Les signaux de temps et d'énergie sont alors transformés en signaux analogiques et traités.

Utilisé conjointement avec le BBC, ils permettent d'obtenir la centralité de la collision comme le montre la figure 2.12. Lorsque la collision est très périphérique, donc peu de nucléons des noyaux initiaux ont interagi et les ZDC récupèrent la presque totalité des neutrons. Ceci implique que le paramètre  $\frac{E_{ZDC}}{E_{ZDC}^{max}}$  tend vers 1 alors que  $\frac{Q_{BBC}}{Q_{BBC}^{max}}$  tend vers 0. Au contraire dans les collisions les plus centrales  $\frac{E_{ZDC}}{E_{ZDC}^{max}} \rightarrow 0$  et  $\frac{Q_{BBC}}{Q_{BBC}^{max}} \rightarrow 1$ . Les différentes classes de centralité sont ainsi définies.



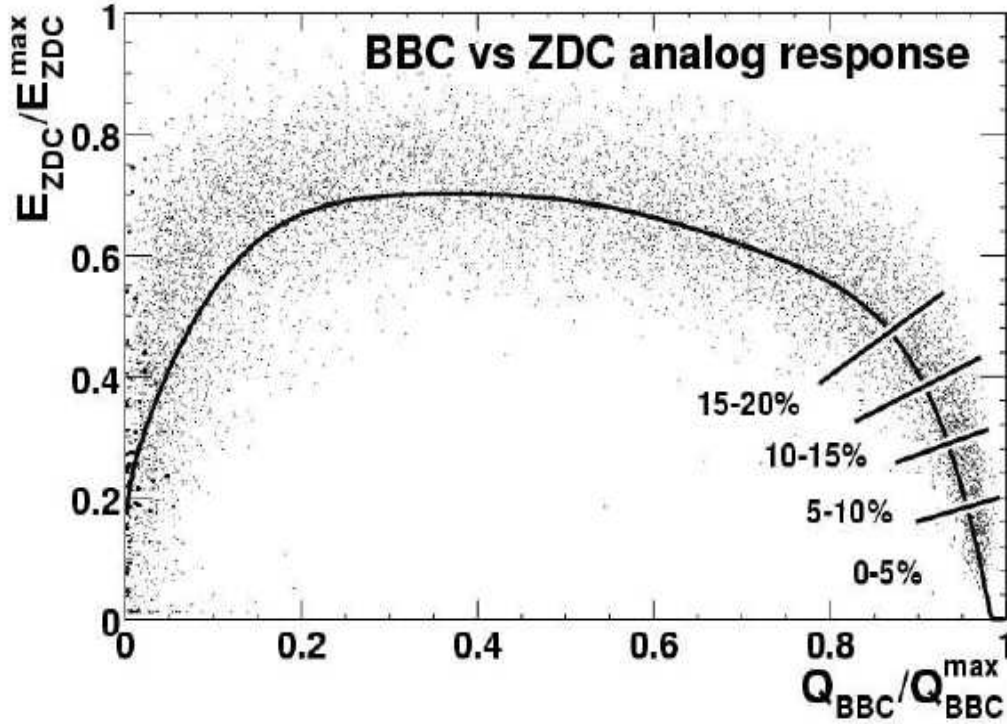


FIG. 2.12 – Classification des événements  $Au + Au$  en tranches de centralité à l'aide du BBC et du ZDC. La ligne continue représente le centroïde de la distribution et permet de définir les intervalles de centralité.

### 2.3.5 Multiplicity Vertex Detector (MVD)

Le MVD est composé de barrettes concentriques de détecteurs au silicium et se situe autour de la zone d'interaction. Il a pour objectif essentiellement de mesurer la multiplicité des particules chargées et de déterminer avec précision la position du vertex ( $\approx 200 \mu\text{m}$ ). Il couvre une large plage en pseudo-rapacité ( $|\eta| < 2,6$ ) et une plage en angle azimutal complète ( $\Delta\Phi = 2\pi$ ). Cependant dû à quelques problèmes techniques, ce détecteur a pour vocation de disparaître pour un autre système (le SSD).

### 2.3.6 Muons Arm Detector (nord et sud)

Les spectromètres à muons [71] identifient (Muon Identifier), et mesurent la position et le moment (Muon Tracker) des muons produits lors des collisions tout en se débarrassant du bruit de fond dû aux pions et aux kaons. La physique étudiée par l'intermédiaire de ces détecteurs est essentiellement dédiée à la production des quarks lourds (états liés  $c\bar{c}$ ), et via la détection des paires de di-muons, le processus de Drell-Yan. Toute cette partie du détecteur PHENIX n'est pas sollicitée par l'analyse qui est faite dans cette thèse.

### 2.3.7 Central Arm Detectors

Chacun des spectromètres des bras centraux Est et Ouest couvre une gamme en pseudo-rapacité de  $|\eta| < 0,35$  et en angle azimutal de  $\Delta\Phi = 90^\circ$ . Comme on peut le voir sur la figure 2.13 chacun des côtés est une suite de détecteurs de traces et d'identification de particules.

Le spectromètre Ouest est composé d'une Drift Chamber (DC) située entre 2 – 2,4 m, d'une Pixel Pad Chamber (PC1) à 2,45 m, d'un Ring Imaging Cerenkov (RICH) entre 2,6 – 4,0 m, de deux autres Pixel Pad Chambers (PC2 et PC3) à 4,2 m et 4,9 m et de 4 secteurs PbSc (qui composent le calorimètre électromagnétique) à 5,07 – 6,0 m.

Le spectromètre Est quant à lui est composé de la même manière que le bras Ouest mais sans la Pixel Pad Chamber PC2 remplacée par 2 compartiments de mesure de temps de vol (TOF) à 5,06 m et 4 secteurs d'un détecteur Time Expansion Chamber (TEC) à 4,1 – 4,8 m entre le TOF et le PC3. L'autre différence réside dans la technologie utilisée dans cette partie du calorimètre électromagnétique qui consiste en 2 secteurs PbSc et 2 secteurs PbGl respectivement à 5,07 m et 5,4 m du centre de PHENIX.

Chaque sous-système bénéficie d'un paragraphe qui le décrit plus précisément. Le calorimètre électromagnétique (EMCal) est le détecteur spécialement dévolu à l'identification des photons et fera l'objet d'un chapitre complet.

### 2.3.8 Drift Chamber (DC)

La Drift Chamber (chambre à dérivation) est donc localisée entre 2 – 2,4 m du point d'interaction et mesure 1,8 m dans la direction de l'axe du faisceau. Son rôle consiste principalement en la mesure de la coordonnée  $\Phi$  et de la coordonnée  $z$  de la particule chargée ce qui permet la reconstruction de sa trace. Associée aux impacts (cellule de dépôt d'énergie) mesurés par le détecteur PC1 et au  $z$ -vertex calculé par le BBC, on peut accéder à la coordonnée polaire ( $\theta$ ) de la particule. Il est par conséquent possible maintenant de remonter aux informations relatives à l'impulsion transverse ( $p_T$ ) et à la masse invariante d'une paire de particules.

Pour remplir son rôle, ses principales qualités sont une résolution spatiale selon l'axe  $z$  de 1,5 mm, d'une résolution angulaire de  $\sim 1$  mrad et l'écart entre 2 traces peut descendre jusqu'à 2 mm. La figure 2.14 donne un aperçu de la forme d'une des armatures, faite en titane, de la chambre à dérive.

### 2.3.9 Pad Chambers (PC)

Ce sous-système est composé de chambres à fils et est formé de trois couches séparées qui permettent la reconstruction des traces des particules chargées. La première strate (PC1) se situe entre la chambre à dérivation DC et le RICH et existe dans les deux bras Est et Ouest de PHENIX. La strate suivante (PC2) est située juste derrière le RICH et n'apparaît que dans le bras Ouest. La dernière strate (PC3) est présente sur les deux bras, derrière PC2 pour le bras Ouest et derrière le RICH pour le bras Est (voir figure 2.13).

Les fonctions essentielles des Pad Chambers permettent le calcul de l'impulsion longitudinale ( $p_z$ ) de la particule, de fournir un moyen de distinguer entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques ainsi qu'entre les photons et les autres particules. Ce

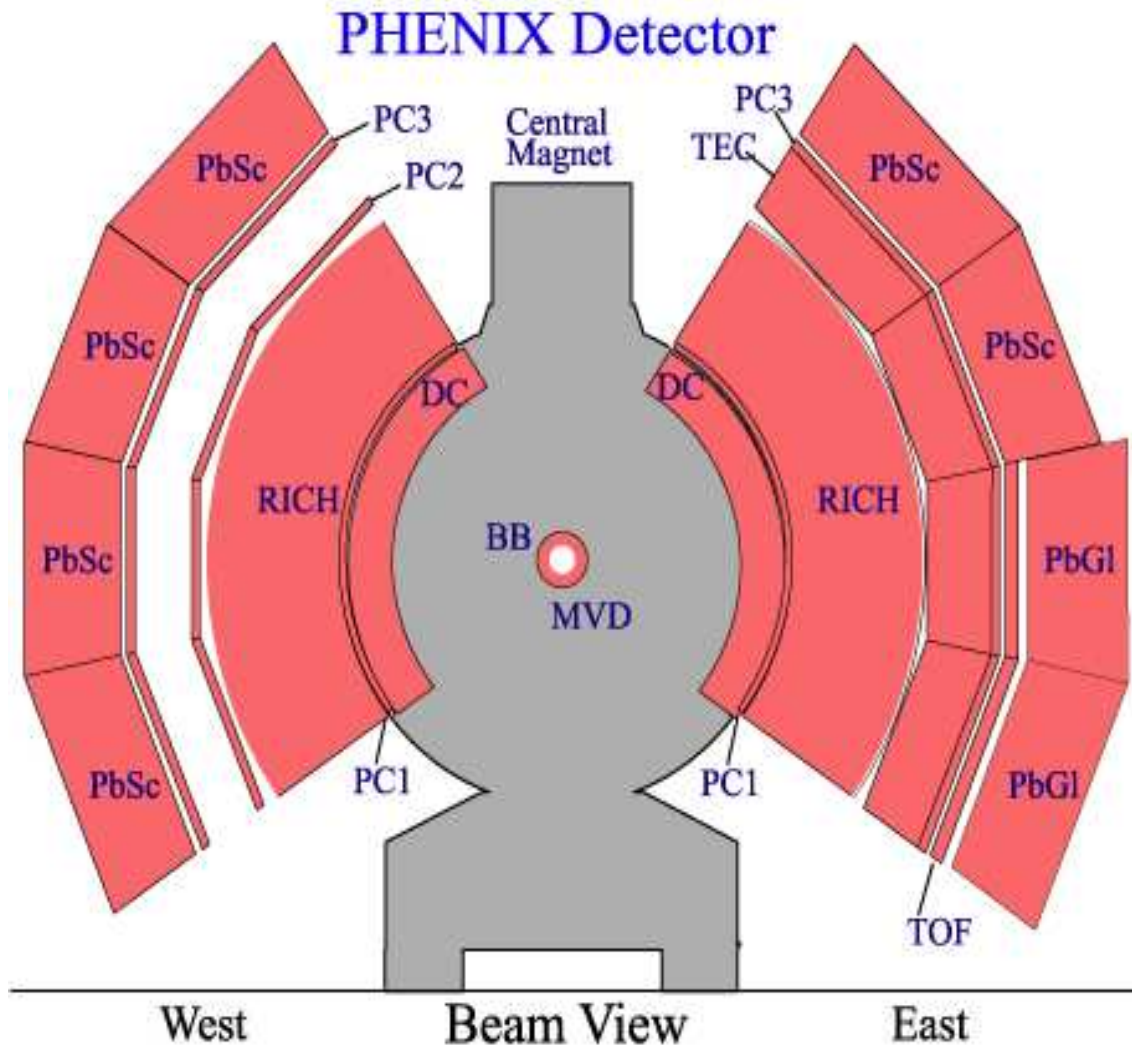


FIG. 2.13 – Vue transversale des bras centraux de PHENIX avec ses différents sous-systèmes.

sous-système sert également de déclenchement. Il possède une résolution en position le long de l'axe  $z$  pour PC1, PC2, et PC3 de 1,7 mm, 3,1 mm et 3,6 mm respectivement ainsi qu'une résolution transversale ( $r$ - $\Phi$ ) de 2,5 mm, 3,9 mm, et 4,6 mm respectivement.

### 2.3.10 Ring Imaging Cerenkov (RICH)

Le RICH est un détecteur contenant un important volume de gaz  $CO_2$  (40 m<sup>3</sup> par bras) qui peut identifier, et c'est là sa mission principale, les électrons dans une gamme en impulsion transverse allant de 0,02 à 4,9 GeV/ $c$ . Il aide également à l'identification des pions chargés pour des  $p_T > 4,9$  GeV/ $c$ . Ce détecteur fonctionne sur le principe d'émission Cerenkov, lumière qui est alors dirigée vers les photomultiplicateurs (2560 par bras) à l'aide d'un jeu de miroirs (20 m<sup>2</sup> par bras) qui est ensuite converti en signal



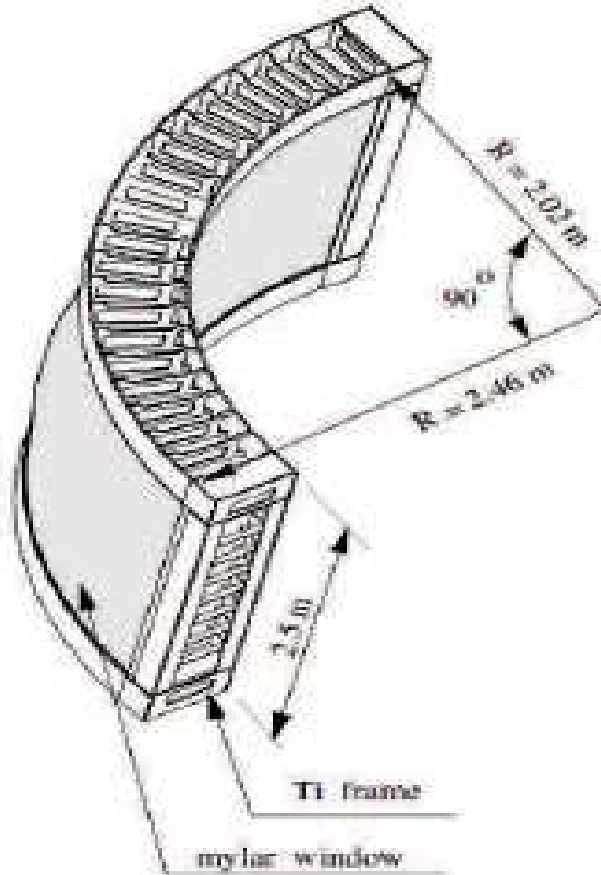


FIG. 2.14 – Vue d’une armature de la chambre à dérivation (DC).

analogique. Cette spécificité de pouvoir identifier les électrons permet aux physiciens de se pencher sur différents signaux supposés du PQG, les décroissances du  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ , la radiation thermique du gaz chaud ( $\gamma$  à bas  $p_T$ ) ou la production d’étrangeté ou de charme (via les mésons  $\phi$ ,  $J/\psi$ ,  $D$ ). Ce système est présent dans les deux bras centraux de PHENIX. Une coupe d’un des deux bras est représentée à la figure 2.15.

### 2.3.11 Time Expansion Chamber (TEC)

La Time Expansion Chamber localisée uniquement dans le bras Est, est composée de 24 chambres à fils, rassemblées par 4 dans 6 secteurs (voir figure 2.16). La TEC est placée entre le RICH et le calorimètre électromagnétique EMCal.

Elle permet la reconstruction de toutes les particules chargées qui la traversent et donne une information complémentaire à celles apportées par la chambre à dérivation (DC) et la Pad Chamber (PC). Ce détecteur est également capable de mesurer la perte d’énergie ( $dE/dx$ ) des particules chargées et ainsi de les différencier. Notamment, il différencie dans un domaine en impulsion important, les électrons de conversion des pions.

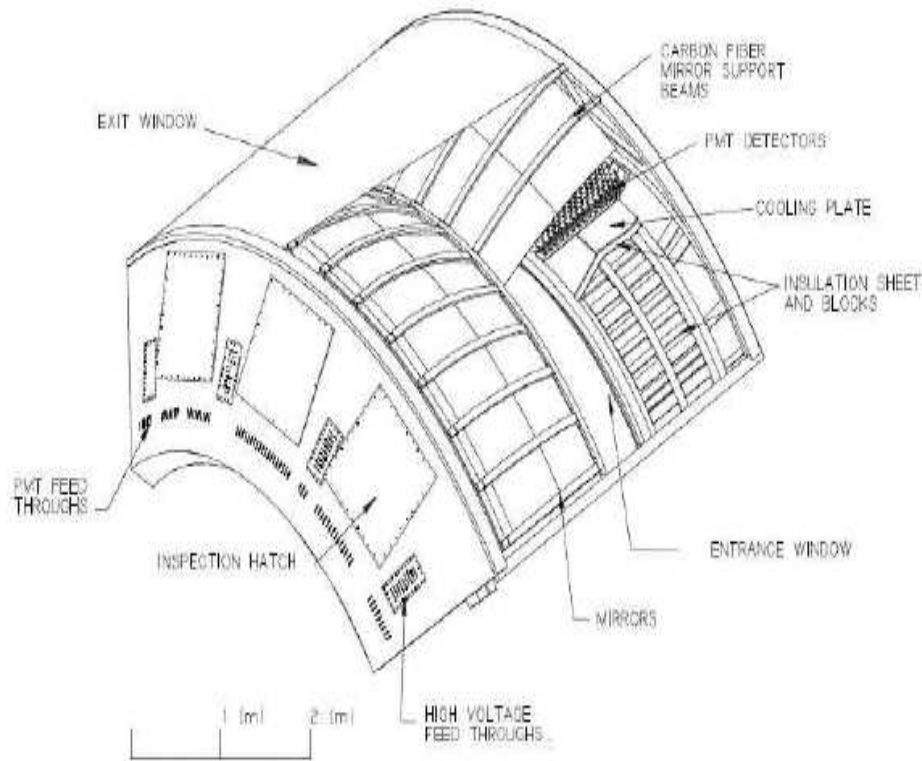


FIG. 2.15 – Vue schématique d'un des bras du détecteur RICH de PHENIX.

### 2.3.12 Time Of Flight(TOF)

Le détecteur Time Of Flight mesure le temps de vol, avec une très bonne résolution de  $\sim 80$  ps, à l'impulsion des hadrons permet leur identification. Uniquement 2 secteurs ont été construits au niveau du bas du bras Est devant les calorimètres PbGl qui justement n'ont pas l'information temps de vol contrairement aux calorimètres PbSc.

Ce système localisé à 5 m du point d'interaction consiste en  $\sim 1000$  éléments à scintillation lus chacun par un photomultiplicateur (PM). La figure 2.17 représente l'un des éléments du TOF composé de 96 lamelles à scintillation accouplées à des photomultiplicateurs. La figure 2.18 quant à elle met en évidence le pouvoir de séparation des hadrons de ce sous-système. Cet exemple est pris pour la Campagne II et pour les collisions  $Au + Au$  à fortes multiplicités.

### 2.3.13 Electromagnetic Calorimeter (EMCal)

L'objectif principal du calorimètre électromagnétique [72] est l'identification des photons par la mesure de leur position et de leur énergie. Les différents déclenchements vont sélectionner les événements rares c'est à dire dans notre cas les photons à grande impul-



FIG. 2.16 – Vue d'un des 6 secteurs TEC.

sion transverse.

Situé à un peu plus de 5 m du vertex il est composé dans sa partie Est de deux types de détecteurs, les calorimètres à scintillation PbSc et à émission Cerenkov PbGl. Dans sa partie Ouest EMCal est composé uniquement de calorimètre PbSc. C'est le sous-système qui est utilisé en large part dans l'analyse présentée dans cette thèse. Il est décrit plus en détails dans la section suivante.

## 2.4 EMCal : ElectroMagnetic Calorimeter

Le calorimètre électromagnétique permet la mesure de la position et de l'énergie des photons, des électrons et des positrons produits lors des collisions d'ions lourds. Le principe de détection des photons et des électrons dans le détecteur EMCal est basé sur les effets de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) et de production de paires, phénomènes dominants à haute énergie, qui engendrent des gerbes électromagnétiques.

EMCal permet de déterminer alors des observables physiques telles que les sections efficaces invariantes de production de pions neutres  $\pi^0$  ou des photons inclusifs, premier pas vers la déduction des photons directs. L'autre fonction importante du calorimètre est sa participation au système de déclenchement Level-1 dédié aux événements à haute énergie transverse.

EMCal est composé de deux types de détecteurs de technologie différente. L'un basé sur un système de scintillation, composé d'un empilement de lames de plomb et de scintillateurs,

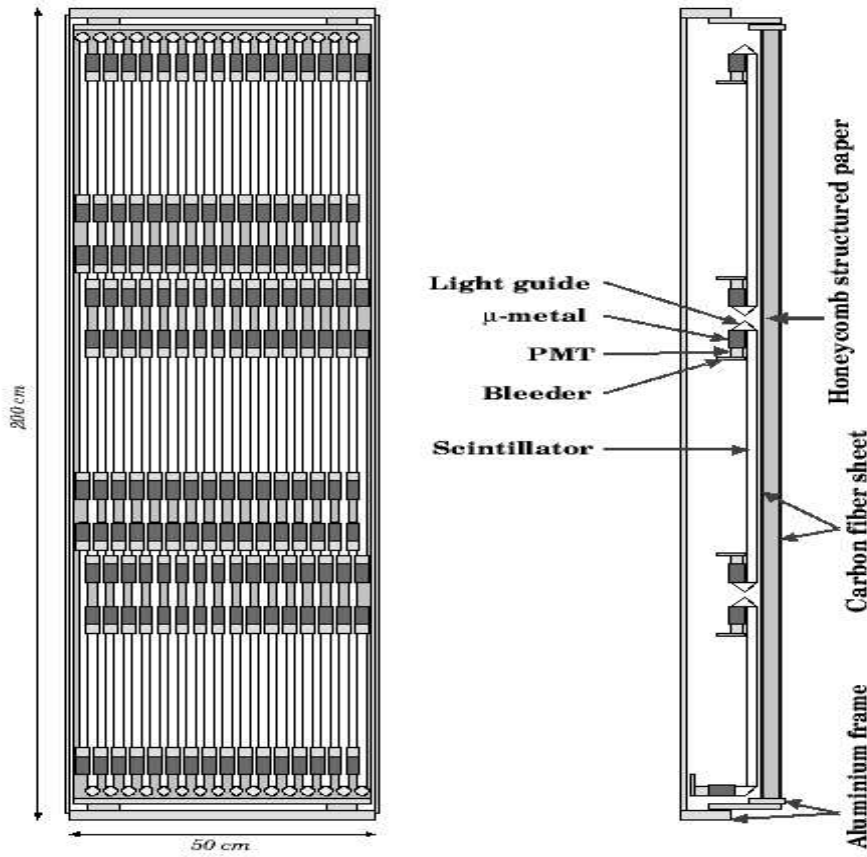


FIG. 2.17 – Vue schématique d'un des éléments composé de 96 lamelles à scintillation accouplées à des photomultiplicateurs.

les détecteurs PbSc. L'autre, en verre au plomb, fonctionne sur le principe d'émission Cherenkov, les détecteurs PbGl. Les performances de ces systèmes sont décrites plus précisément un peu plus loin.

L'ensemble EMCAL est divisé en 6 secteurs PbSc et en 2 secteurs PbGl qui constituent au total 24768 modules individuels (tours). Les 8 secteurs sont placés à la fin du bras central de PHENIX, la figure 2.19 schématise cette configuration. Un groupe de 4 secteurs PbSc est situé à dans le bras Ouest et numéroté de W0 à W3, 2 autres secteurs PbSc sont dans le haut du bras Est, E2 et E3, les 2 secteurs PbGl sont placés en bas du bras Est, E1 et E2. Ces deux technologies différentes permettent d'obtenir des résultats trouvés de deux manières différentes, s'ils sont cohérents les conclusions qui sont tirées s'en trouvent renforcées.

Le tableau 2.4 rappelle quelques caractéristiques des deux systèmes de détection, PbSc et PbGl, qui composent le calorimètre électromagnétique EMCAL.

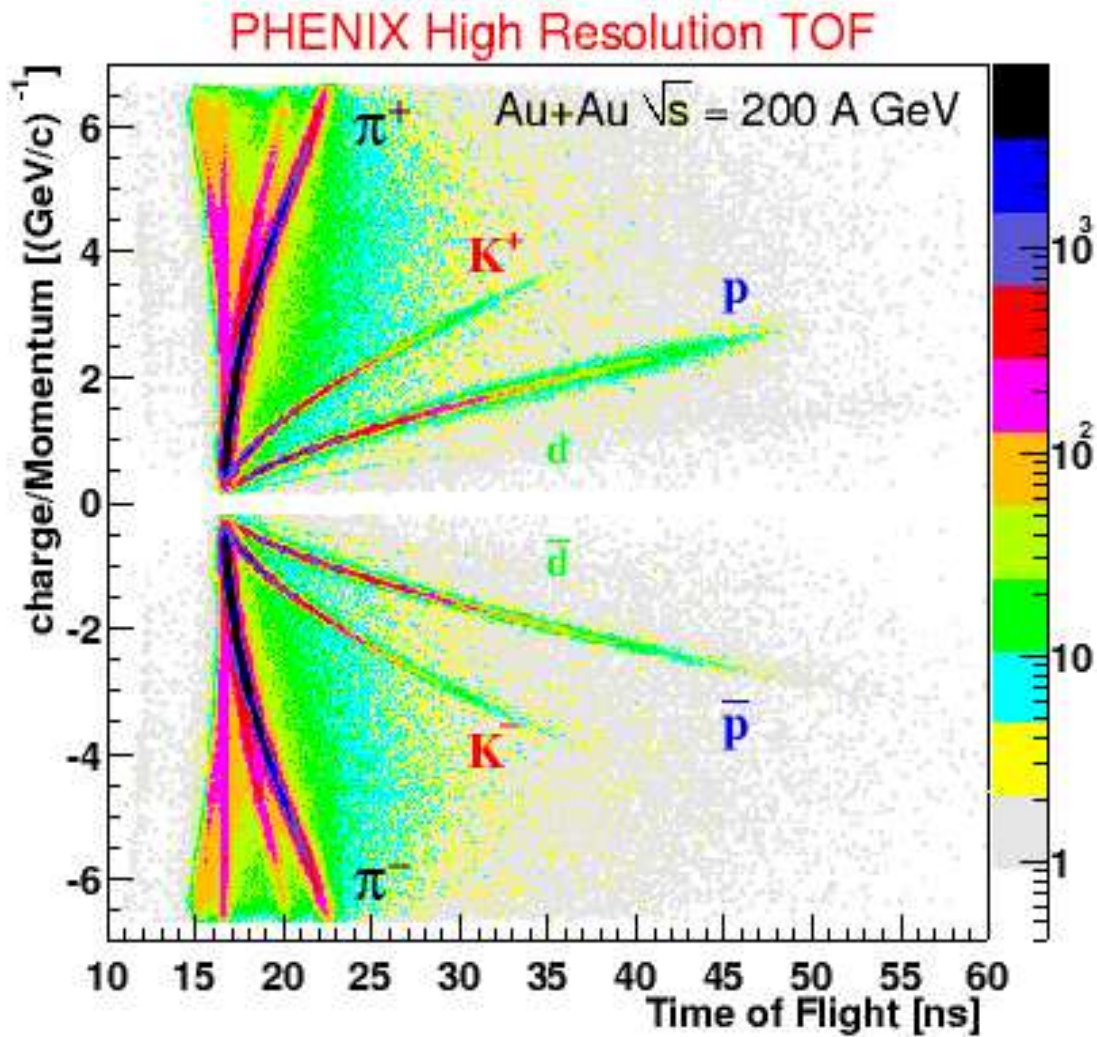


FIG. 2.18 – Identification des hadrons chargés à l'aide du système TOF de PHENIX. Ce résultat correspond à la période de prise de données Campagne II  $Au + Au$  à 200 GeV.

### 2.4.1 Calorimètre PbSc

Ce système de détection qui constitue la totalité du bras Ouest et le haut du bras Est d'EMCal est basé sur le principe physique de scintillation et consiste en un empilement de lames de plomb et de scintillateurs.

Les 6 secteurs correspondent à 15552 tours individuelles et un module de détection est formé de  $2 \times 2$  tours. Chacun des 6 secteurs possèdent  $6 \times 3$  SuperModules (SM). Un SM équivaut à  $12 \times 12$  tours et est lu par une FEM (Front End Module) qui permet de numériser le signal reçu. Chaque tour est composée par 66 cellules reliées par fibres optiques. La figure 2.20 montre la composition d'un des modules du détecteur PbSc.

Les performances du PbSc en linéarité et en résolution en énergie, en temps de vol et en position ont été évaluées par test sous faisceaux au BNL et au CERN. La résolution et la linéarité en énergie obtenues sont montrées figure 2.21 et figure 2.22. La résolution en

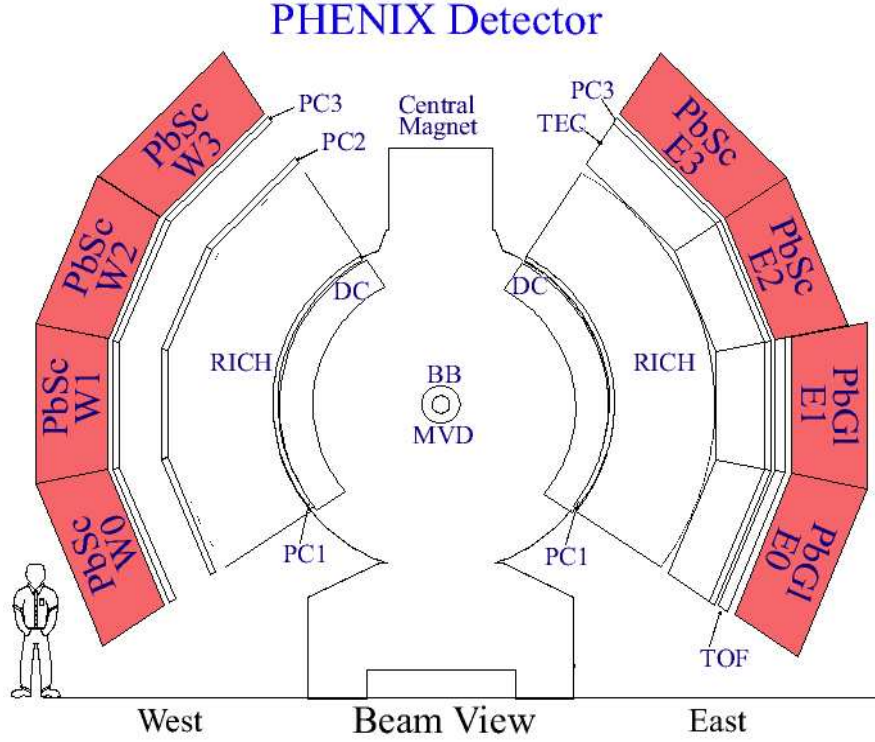


FIG. 2.19 – Positionnement des secteurs PbSc et PbGl de EMCAL dans le bras central de PHENIX.

temps de vol est représenté figure 2.23, et celle en position figure 2.24.

En résumé :

- l'ajustement de la figure 2.22 donne une résolution en énergie du PbSc paramétrée par deux fonctions différentes, l'une linéaire et l'autre quadratique, suivantes :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1,2\% + \frac{6,2\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.3)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2,1\% \oplus \frac{8,1\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.4)$$

- La figure 2.23 (en haut) donne la résolution en temps de vol pour différentes particules. En bas de la figure 2.23 est présentée l'évolution de la résolution en temps de vol en fonction de l'énergie de la tour touchée entre 0,3 – 1 GeV.
- La résolution en position obtenue par les deux tests faisceaux du BNL et du CERN est montrée figure 2.24. L'ajustement de la courbe donne une représentation paramétrique définie par l'expression suivante :

$$\sigma_x(\text{mm}) = 1,4(\text{mm}) + \frac{5,9(\text{mm})}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \quad (2.5)$$

	PbSc	PbGl
longueur de radiation ( $X_0$ ) [mm]	21	29
rayon de Molière ( $R_M$ ) [mm]	$\sim 30$	37
Surface d'une tour [mm <sup>2</sup> ]	$55,35 \times 55,35$	$40 \times 40$
Profondeur d'une tour [mm]	375	400
Nombre de tours par SM	144( $12 \times 12$ )	24 ( $4 \times 6$ )
Nombre de SM par secteur	18( $3 \times 6$ )	192( $12 \times 16$ )
EMCal		
nombre de secteurs	6	2
nombre de tours	15552	9216
couverture en rapidité $\eta$	0,7	0,7
couverture en angle azimutal $\Phi$	$90^\circ + 45^\circ$	$45^\circ$

TAB. 2.4 – Caractéristiques des deux secteurs PbSc et PbGl du calorimètre électromagnétique EMCal.

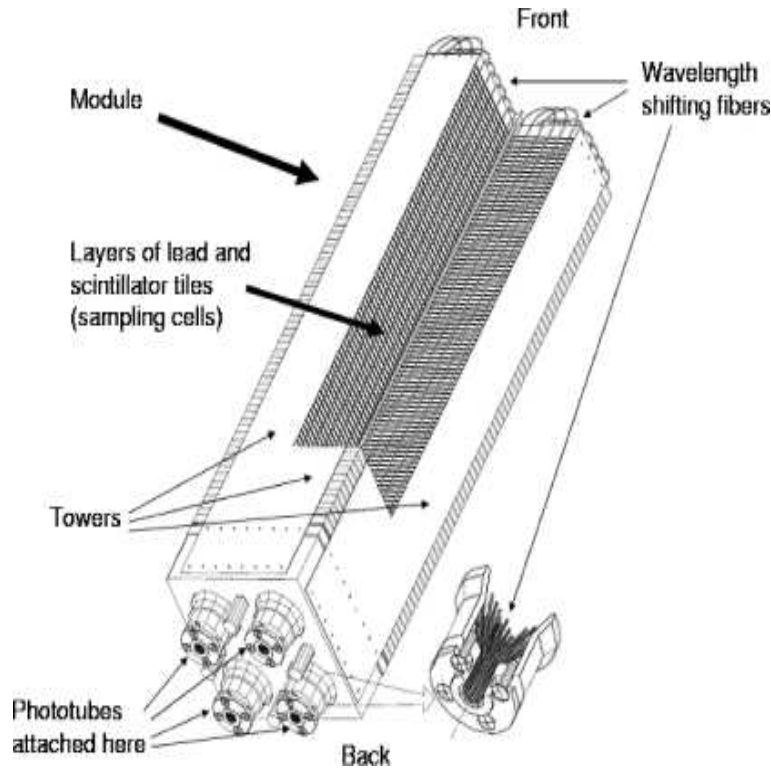


FIG. 2.20 – module PbSc.

Cette résolution est donnée pour un angle d'incidence de la particule de  $90^\circ$  par rapport à la surface du détecteur. Dans le cas, le plus courant, d'une particule arrivant au détecteur obliquement il faut ajouter un terme estimé par simulation GEANT [73]. Ce terme additionnel prend la forme  $20,0 \cdot \cos(\theta)$  en (mm) et où  $\theta$  est

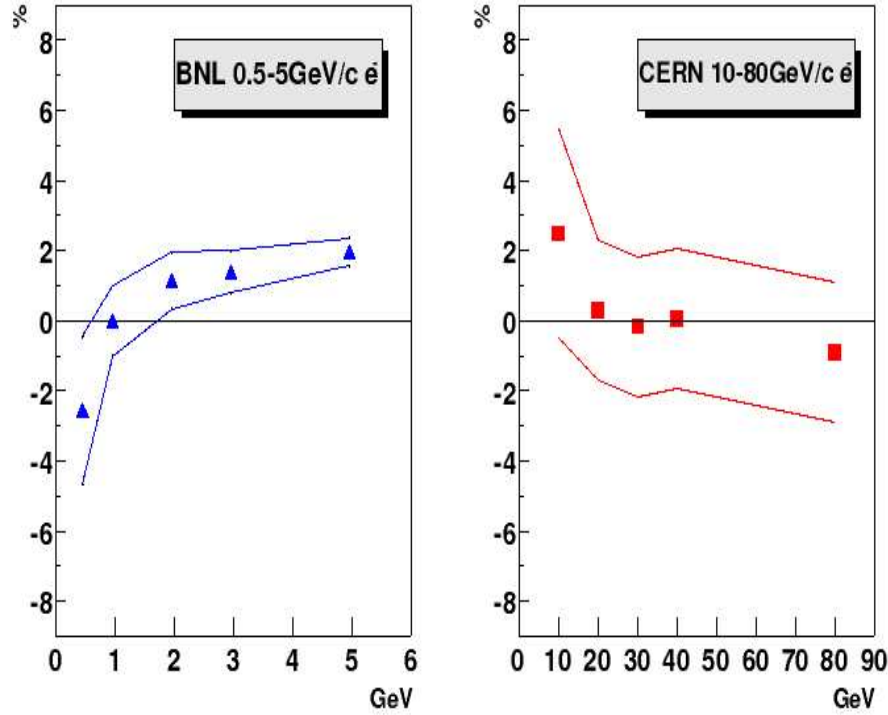


FIG. 2.21 – Linéarité en énergie des secteurs PbSc mesurée par les tests faisceaux au BNL (gauche) et au CERN (droite). Les lignes continues sont les erreurs systématiques liées à l'analyse.

l'angle d'incidence de la particule par rapport à la surface du calorimètre.

### 2.4.2 Calorimètre PbGl

Deux secteurs couvrent le bas du bras Est, ils utilisent le principe de détection par émission Cherenkov. La gerbe électromagnétique génère des photons dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée dans le calorimètre, ce système a d'ailleurs déjà été éprouvé dans d'autres expériences (WA98 au CERN notamment [74]).

Chaque secteur est composé de  $16 \times 12$  SuperModules (SM), 1 SM comprend  $6 \times 4$  tours, ce qui représente au total 9216 tours. Une FEM traite  $2 \times 3$  SM ou  $12 \times 12$  tours, un de ces modules est présenté figure 2.25.

La résolution en énergie est donnée figure 2.26, l'ajustement des points conduit à l'expression suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 0,76\% + \frac{6,0\%}{\sqrt{E(GeV)}} \quad (2.6)$$

L'évolution de la résolution en temps de vol de la figure 2.27 en fonction de l'énergie déposée dans élément et pour diverses particules (pions, protons, électrons) est de l'ordre de  $\sim 300$  psec.



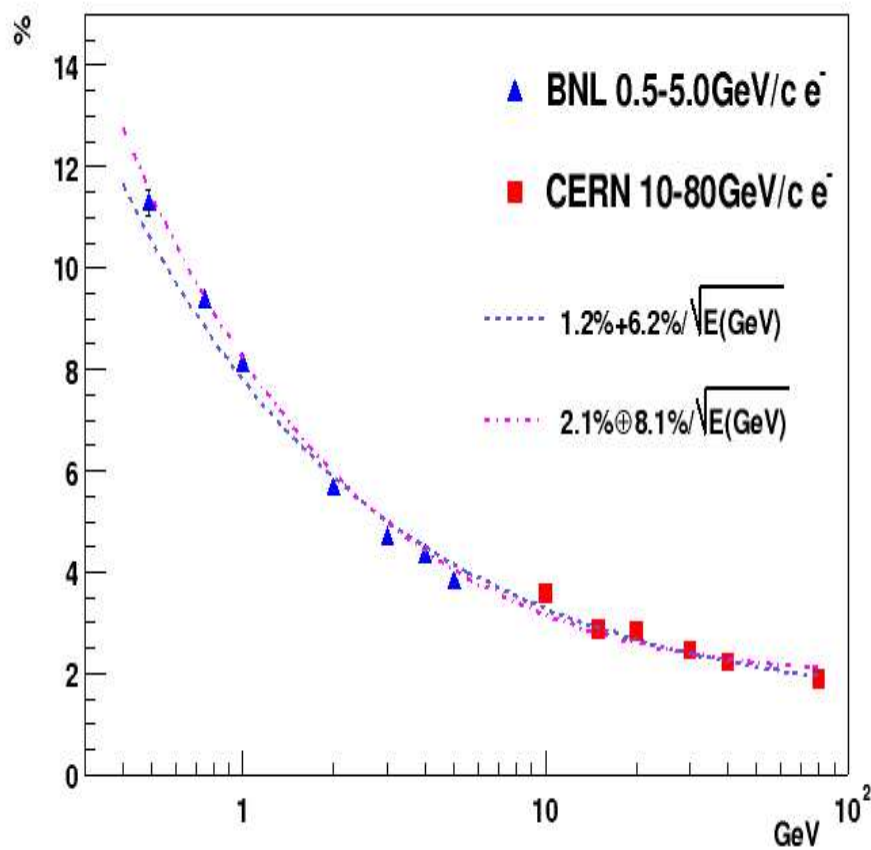


FIG. 2.22 – Résolution en énergie des secteurs PbSc mesurée par les tests faisceaux au BNL et au CERN. Les lignes pointillées représentent les ajustements linéaire et quadratique des points de la courbe.

## 2.5 Système d'acquisition des données (DAQ)

L'électronique de lecture des signaux envoyés par les différents sous-systèmes est une partie importante de l'ensemble PHENIX [75]. En décomposant ce système d'acquisition des données (DAQ), l'unité fondamentale de fonctionnement est appelée Granule. Cette unité est composée de trois entités montrées figure 2.28. Tout d'abord les FEM (Front End Module), placés au plus près des détecteurs. Elles ont pour objet de lire les signaux envoyés par les différents sous-systèmes de détection et de stocker cette information. La fréquence de prise de données est imposée par le GTM (Granule Timing Module). La synchronisation se fait au niveau supérieur par l'intermédiaire d'une horloge globale, le MTM (Master Timing Module). La MTM est elle même synchronisée à l'horloge interne du RHIC de fréquence 9,4 MHz.

Le niveau matériel supérieur, une combinaison de Granules, est appelé Partition. Le système PHENIX supporte plusieurs configurations possibles, plus de 32 Partitions composées de 32 Granules, qui peuvent opérer simultanément et indépendamment les unes

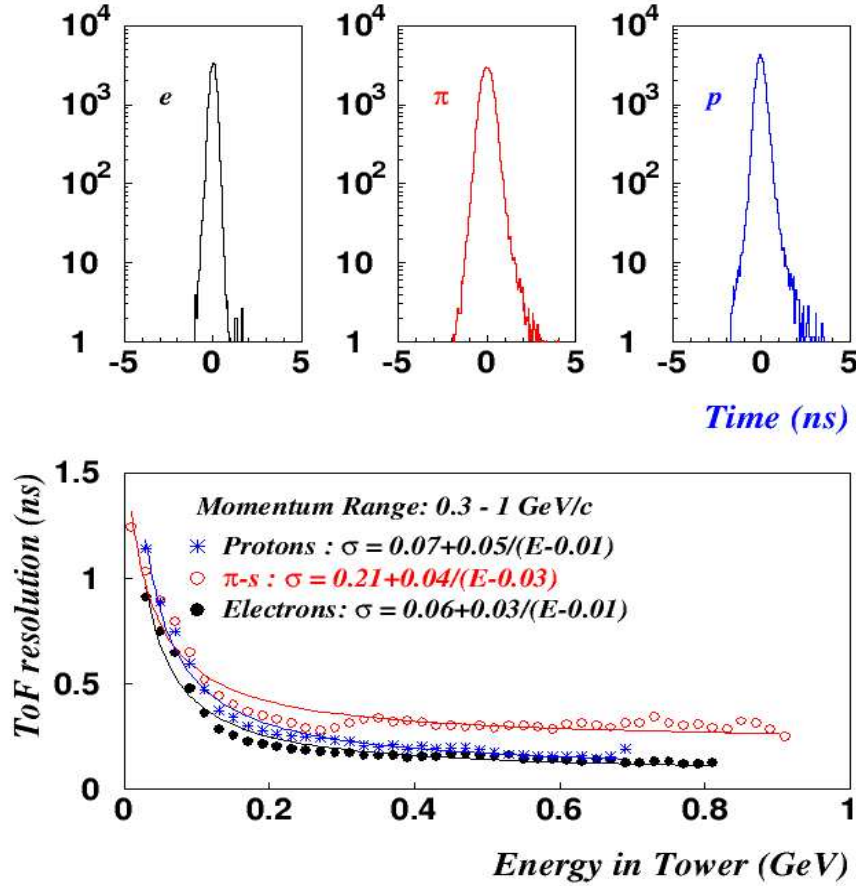


FIG. 2.23 – Résolution en temps de vol des secteurs PbSc pour des faisceaux d'électrons, de pions et de protons à 1 GeV/c.

des autres. Le choix de la configuration des Partitions se fait facilement via une interface utilisateur (GUI).

Étant donné les luminosités atteintes par le RHIC, l'expérience PHENIX doit se munir d'un système de sélection des événements rares (production de particules à valeurs élevées en  $p_T$ , saveurs lourdes...). Plusieurs sous détecteurs, BBC, MuId, NTC/ZDC, et EMCal (ERT) sont mis à contribution par le premier niveau rapide de caractérisation des événements, sous la dénomination Local Level-1 (LL1). Son rôle est de masquer les tours défectueuses, vérifier que les paramètres vertex, nombre de coups dans chaque bras BBC, et temps de réponse de chaque tour sont bien dans leurs encadrements respectifs autorisés. Une fois collectées les informations sont envoyées au Global Level-1 (GL1), c'est ce qui est montré sur le schéma figure 2.29. Celui-ci les compare, associées à d'autres informations provenant d'autres détecteurs, alors aux critères de sélections. Si l'événement satisfait aux différentes conditions alors le GL1 donne l'ordre à l'ensemble des GTM de le garder. Les données de cet événement sont alors numérisées et envoyées aux DCM (Data Collection Module). L'Event Builder collecte finalement toutes ces informations et les assemble en un événement unique. Les événements sont alors stockés sur bandes magnétiques, le High

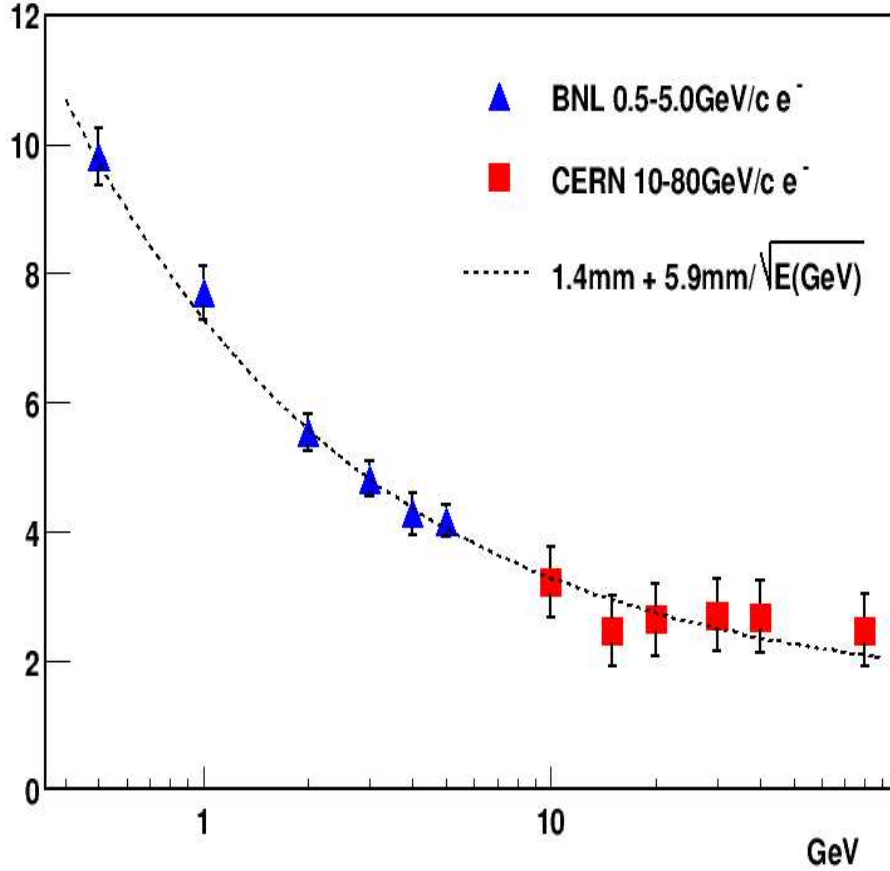


FIG. 2.24 – Résolution en position des secteurs PbSc mesurée par les tests faisceaux au BNL et au CERN. La ligne continue représente l'ajustement de cette courbe.

Performance Storage System (HPSS), en attente de reconstruction et d'analyse.

Un autre niveau de sélection, plus lent, est disponible dans la DAQ, c'est le Local Level-2 (LL2). Ce système n'a pas été utilisé lors de la Campagne III  $p + p$ , et n'est pas traité ici. Néanmoins la figure 2.30 donne le schéma global du système d'acquisition des données DAQ de PHENIX.

Le GL1 recoupe donc les informations provenant de plusieurs systèmes de déclenchement et notamment entre le BBC (LL1) et le calorimètre EMCal (ERT) pour caractériser les événements qui nous intéressent dans cette analyse. Les événements appelés de biais minimum (et noté par la suite MB) ne requièrent qu'un coup dans au moins l'un des deux bras Nord ou Sud du BBC. L'autre système de déclenchement, le EMCal RICH Level-1 Trigger (ERT), permet une sélection plus fine des électrons, des positrons et surtout des  $\pi^0$  à valeurs élevées en impulsion transverse. Cette sélection se fait en sommant l'énergie des différentes tours qui composent l'agrégat et en imposant un seuil minimal en énergie. Deux types de sommation sont possibles, soit par  $2 \times 2$  tours soit par  $4 \times 4$  tours avec différentes énergies seuils programmables directement par l'utilisateur. Pour la Campagne III les étiquettes correspondant aux systèmes de déclenchement opérationnels sont les

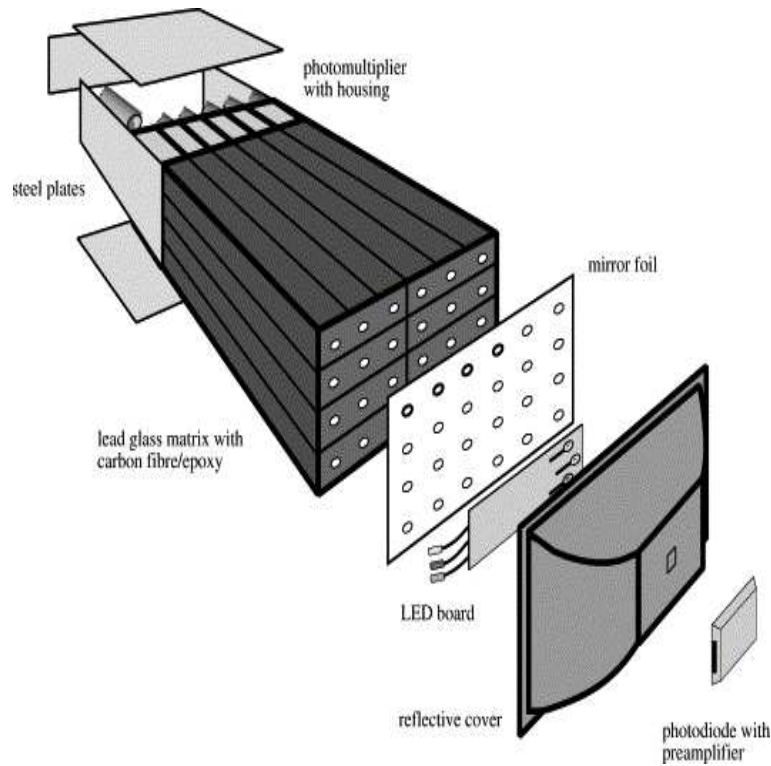


FIG. 2.25 – module PbGl.

suivantes :

- ERT\_Gamma1BBCLL1- déclencheurs 4 \* 4a et BBC
- ERT\_Gamma2 - déclencheur 4 \* 4b
- ERT\_Gamma2BBCLL1 - déclencheurs 4 \* 4b et BBC
- ERT\_Gamma3BBCLL1 - déclencheurs 4 \* 4c et BBC
- ERT\_Gamma3(BBCLL1|NTC|wide) - déclencheurs 4\*4c, BBC et NTC

Le tableau 2.5 récapitule les configurations des seuils en énergie des systèmes ERT disponibles pour le *Campagne III*.

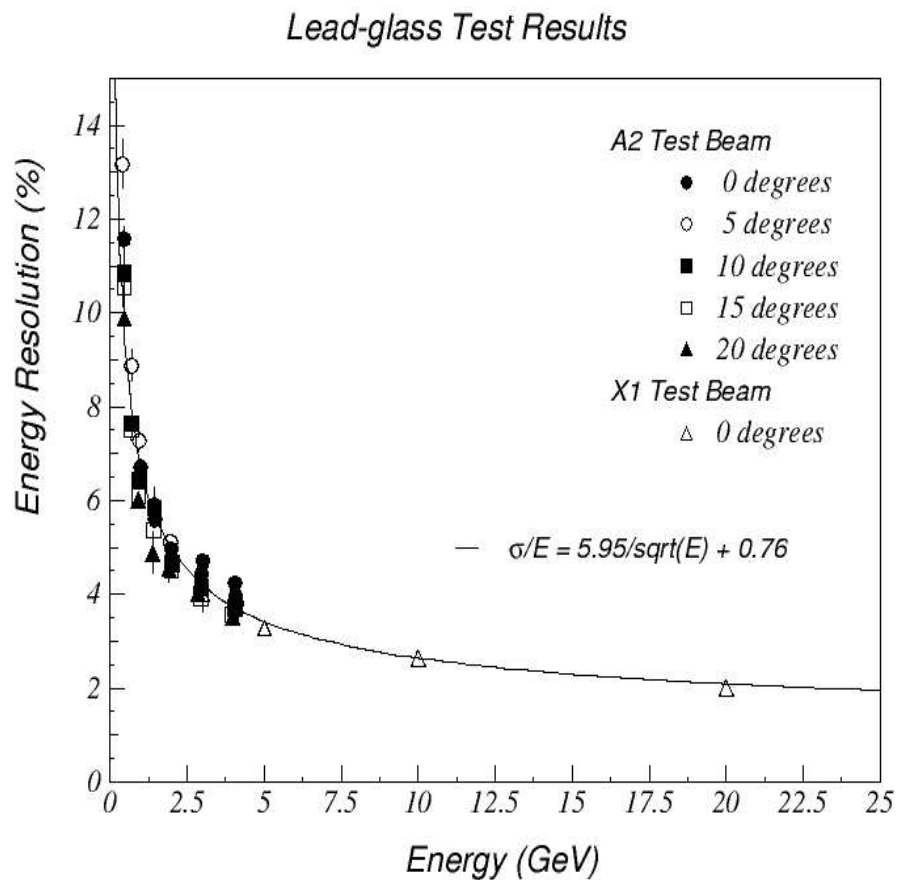


FIG. 2.26 – Résolution en énergie des secteurs PbGl en fonction de l'énergie incidente. La ligne continue représente l'ajustement linéaire des points de la courbe.

Collecte	ERT 4 × 4a	ERT 4 × 4b	ERT 4 × 4c	ERT 2 × 2
86768	2, 1 GeV	2, 8 GeV	1, 4 GeV	800 MeV
87618	2, 1 GeV	2, 8 GeV	1, 4 GeV	400 MeV
89463	2, 1 GeV	2, 8 GeV	1, 4 GeV	800 MeV

TAB. 2.5 – Tableau des configurations des seuils en énergie des systèmes de déclenchement ERT pour la Campagne III.

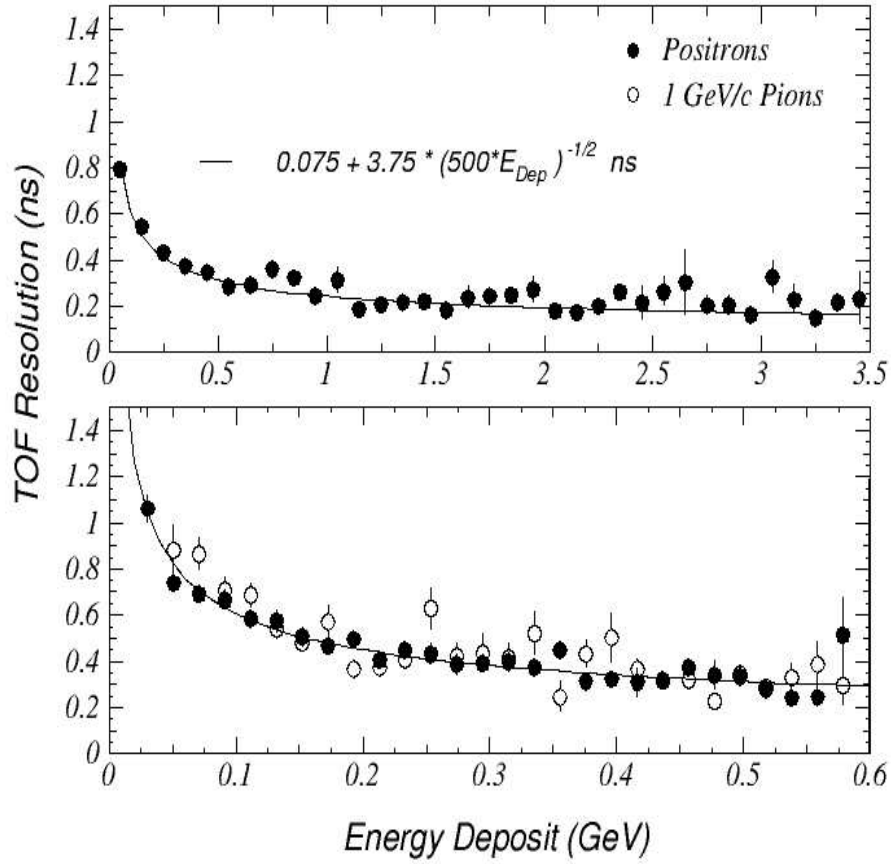


FIG. 2.27 – Résolution en temps de vol des secteurs PbGl en fonction de l'énergie déposée dans un seul module par des positrons d'impulsion 0,5, 0,75, 1,0, 1,5, 2,0, 3,0, et 4,0 GeV/ $c$  et pour des pions à 1 GeV/ $c$ .

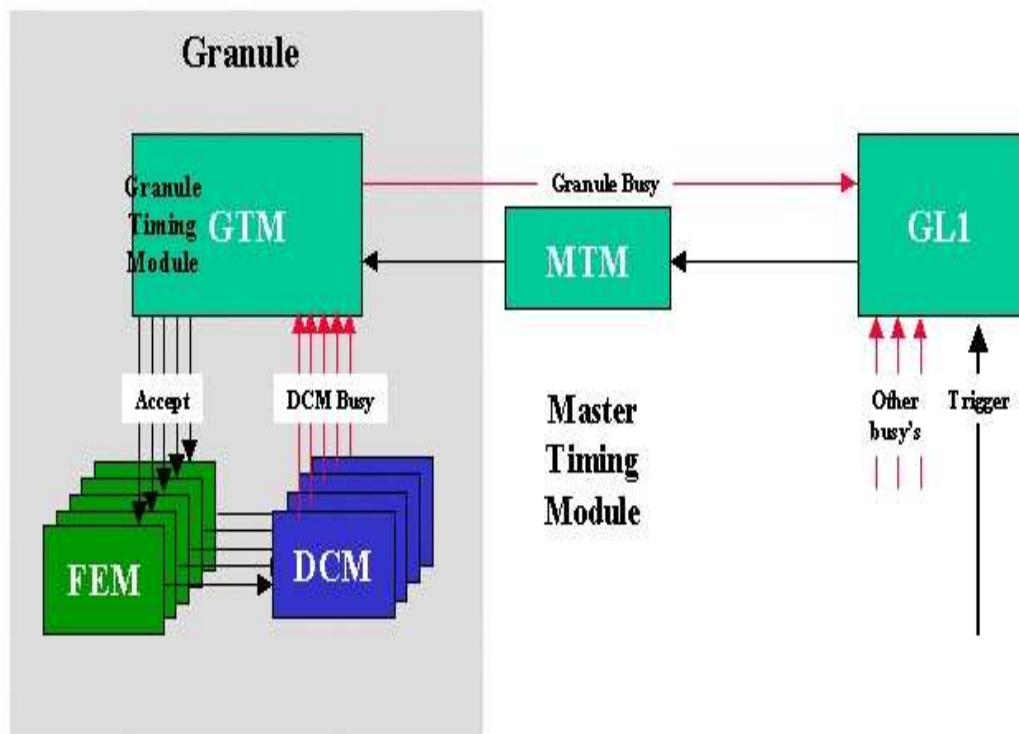


FIG. 2.28 – Schéma d’une unité fondamentale qui compose le système d’acquisition PHE-NIX.

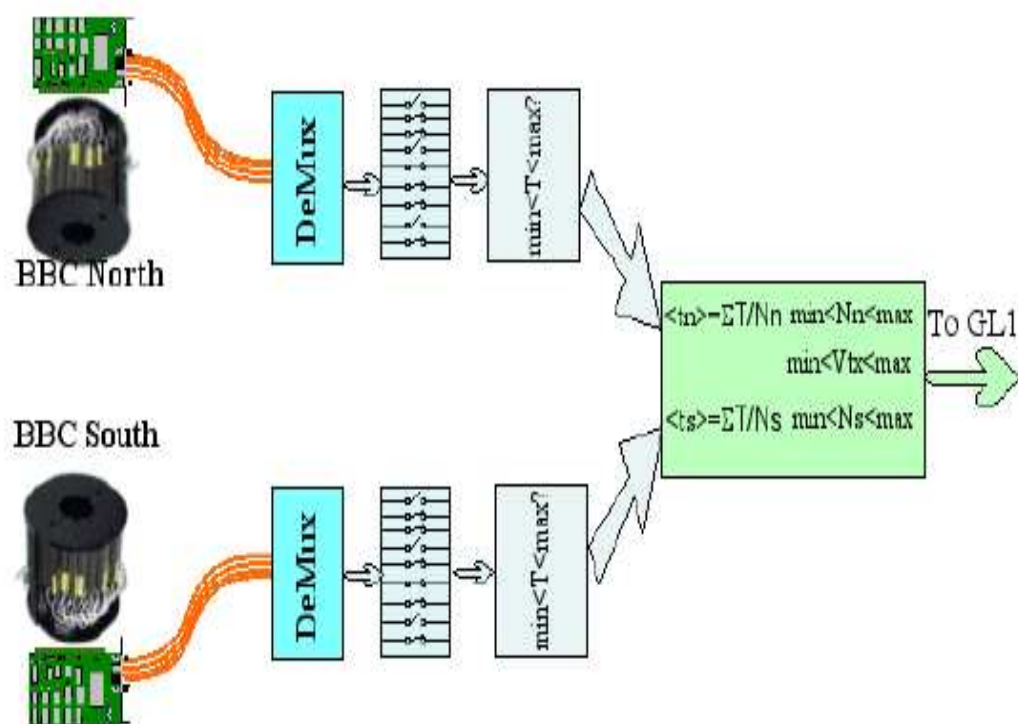


FIG. 2.29 – Mode opératoire d'acquisition de différents paramètres du système Local Level-1.



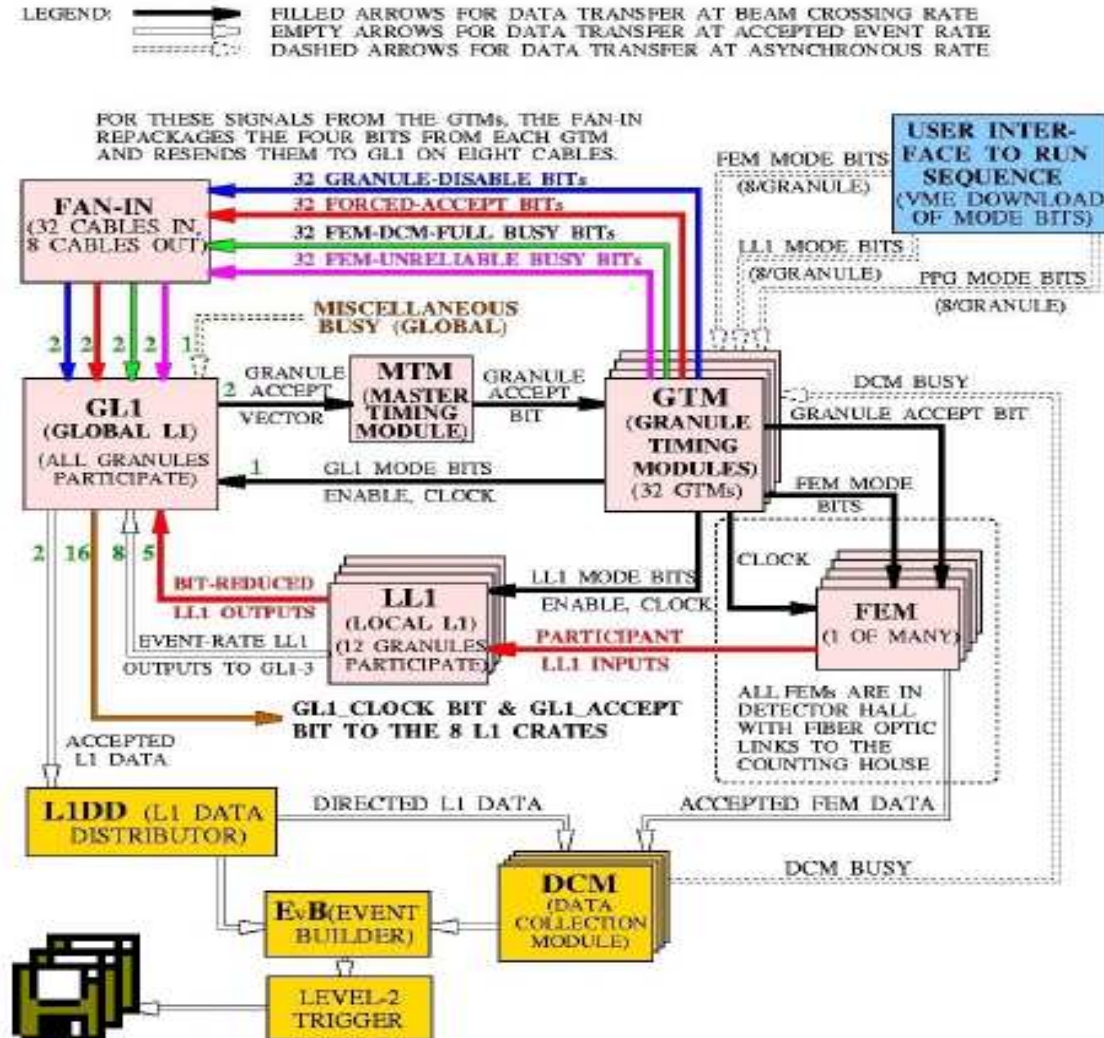


FIG. 2.30 – Schéma détaillé du système d'acquisition (DAQ) de l'expérience PHENIX.

# Chapitre 3

## Sélection des photons directs

### 3.1 Principe général de SICA

Les photons directs sont l'une des signatures importantes du plasma de quarks et de gluons encore faut-il être à même de les différencier de ceux provenant de la décroissance d'autres particules, d'où la nécessité d'établir une méthode d'extraction.

La méthode SICA (Spectroscopic Isolation Cut Analysis) s'appuie sur la possibilité, une fois un photon identifié comme tel, de créer un cône autour de lui et de lui chercher un partenaire pouvant provenir de la décroissance électromagnétique d'un méson (essentiellement le pion neutre) pour ensuite faire une vérification en masse invariante. SICA, consiste en trois étapes importantes (auxquelles il sera ajouté quelques précisions suivant les cas traités) :

- Dès lors qu'on considère une particule comme un photon on définit autour de lui un cône dont l'angle d'ouverture reste à préciser.
- L'intersection du cône avec la surface du secteur doit être contenue à l'intérieur de ce dernier. Si c'est le cas le photon est étiqueté "photon candidat", sinon ce photon est exclu de l'échantillon analysé.
- Ensuite un photon "compagnon" est cherché à l'intérieur du cône précédemment défini. Si un deuxième photon est trouvé, la vérification (deuxième condition) suivante consiste en un calcul de masse invariante. Le résultat doit être proche de la masse du  $\pi^0$ , les deux photons sont alors considérés comme une paire provenant de la décroissance électromagnétique d'un  $\pi^0$ . Si aucune des conditions n'est remplie le photon candidat est compté comme "photon isolé".

Cette méthode va donc permettre lors de la détection d'un photon de savoir si celui-ci est direct ou s'il provient de la décroissance électromagnétique d'un hadron.

Le taux de la décroissance  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  de 98,8%, ajouté à une forte multiplicité de ce pion lors des collisions d'ions lourds, explique qu'on ne prend en compte, dans un premier temps, que ce processus dans SICA. Cela étant dit, il faudra tenir compte plus tard des autres processus de décroissance en deux photons et notamment  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  dont le taux de branchement est de 39,4%. Avant de détailler par le calcul cette méthode, il convient d'énumérer ses restrictions intrinsèques et donc ses conditions d'applicabilité :

- L'acceptance finie du calorimètre restreint l'ouverture du cône  $\theta_{cône}$  dans lequel est cherché le photon compagnon, ce qui va imposer un seuil minimal de détection du photon candidat de l'ordre de  $p_T \sim 2 \text{ GeV}/c$ .
- A cause de la grande multiplicité lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes il y a une grande probabilité de former une fausse paire de photons qui vérifie les conditions SICA. La note d'espoir est que cet effet peut-être contrebalancé par l'évolution en loi de puissance des spectres de photons et de pions et, dans le cas de la création du PQG, de la suppression des particules à haute énergie (jet-quenching). Cela étant dit, dans le cadre des collisions  $p + p$  à 200 GeV le problème ne se pose pas à cause de la multiplicité beaucoup plus faible dans ce type de système.
- L'ouverture augmentant avec la masse de la particule initiale, un problème va se poser pour étendre cette méthode à des mésons plus lourds comme le méson  $\eta$  qui contribue pourtant significativement au spectre inclusif des photons. Le contenu du chapitre qui suit s'appuie en large partie sur la note d'analyse AN244 [76], qui est spécifiquement dédiée à l'explication de la méthode d'extraction des photons directs SICA.
- Il faudra également tenir compte du seuil de détection du calorimètre ( $\approx 250 \text{ MeV}$  pour les secteurs PbSc). Ce point sera discuté un peu plus par la suite.

## 3.2 Rappels de cinématique de décroissance du $\pi^0$

La probabilité la plus importante pour un méson  $\pi^0$  est la décroissance électromagnétique en  $2\gamma$ . Dans le centre de masse du pion, ces deux photons sont émis à  $180^\circ$  l'un par rapport à l'autre et emmènent chacun la moitié de l'énergie initiale ( $E_{\gamma\pm} = \frac{m_{\pi^0}}{2}$ ). Dans le référentiel du laboratoire (voir pour les conventions Fig. 3.1), l'énergie portée par chacun des photons s'écrit :

$$E_{\gamma\pm} = \frac{\gamma_{\pi^0} \cdot m_{\pi^0}}{2} \times (1 \pm \beta_{\pi^0} \cos \theta_{CM}) \quad (3.1)$$

avec :

$$\gamma_{\pi^0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\pi^0}^2}} \quad \text{et} \quad \beta_{\pi^0} = \frac{v_{\pi^0}}{c} \quad (3.2)$$

Toujours dans le référentiel du laboratoire, l'angle relatif entre les deux photons de décroissance s'écrit :

$$\cos \theta_{12} = \frac{\gamma_{\pi^0}^2 \beta_{\pi^0}^2 (1 - \cos^2 \theta_{CM}) - 1}{\gamma_{\pi^0}^2 (1 - \beta_{\pi^0}^2 \cos^2 \theta_{CM})} \quad (3.3)$$

Les deux photons sont émis isotropiquement dans tout l'espace du centre de masse du  $\pi^0$ , ce qui implique une distribution uniforme de  $\cos \theta_{CM}$ . En introduisant le facteur d'asymétrie en énergie  $\alpha$ , et en faisant l'approximation valable à ce niveau d'énergie que  $\beta \approx 1$ , ce terme s'écrit alors :

$$\alpha = \frac{|E_{\gamma+} - E_{\gamma-}|}{|E_{\gamma+} + E_{\gamma-}|} = |\beta_{\pi^0} \cos \theta_{CM}| \approx |\cos \theta_{CM}| \quad (3.4)$$

Le facteur d'asymétrie suit donc également une distribution uniforme dans le domaine  $[0; 1[$ . En adoptant cette approximation et en introduisant dans l'équation 3.3, l'expression de  $\cos \theta_{12}$  en fonction de l'énergie en asymétrie  $\alpha$  devient :

$$\cos \theta_{12} = \frac{\gamma_{\pi^0}^2(1 - \alpha^2) - 1}{\gamma_{\pi^0}^2(1 + \alpha^2)} \quad (3.5)$$

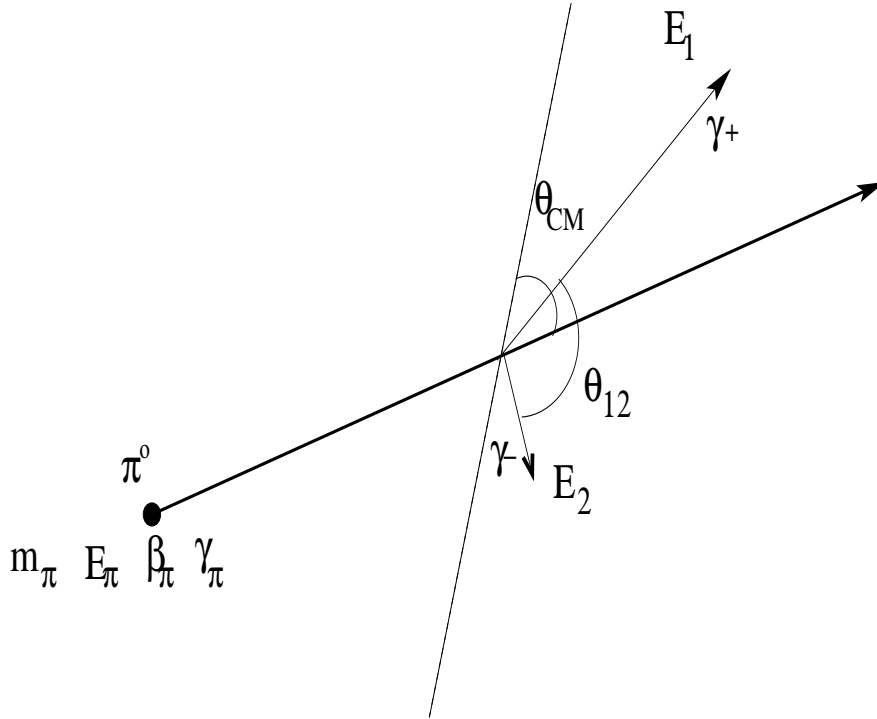


FIG. 3.1 – Variables cinématiques de la décroissance électromagnétique d'un pion  $\pi^0$  en 2 photons.

Le principe de SICA est de s'appuyer sur un cône construit autour du premier photon et de chercher un partenaire à l'intérieur de celui-ci. L'ouverture du cône est alors l'ouverture maximale autorisée entre deux photons ce qui correspond au cas où le facteur d'asymétrie en énergie est maximale. Ce facteur d'asymétrie maximale est appelé  $\alpha_{max}$ .

L'énergie des photons de décroissance peut s'écrire en fonction de l'énergie du méson  $\pi^0$  :

$$E_{\gamma\pm} = E_{\pi^0} \times \frac{1 \pm \alpha}{2} \quad (3.6)$$

En se mettant dans le cas de figure d'un pion mono-énergétique :

- le facteur d'asymétrie  $\alpha$  suit une distribution uniforme.
- l'efficacité de la méthode SICA est indépendante de l'énergie de celui-ci.

Dans ce cas particulier en regardant l'évolution du facteur d'asymétrie en fonction de l'angle relatif entre les deux photons ou de l'estimation du rayon du cône inscrit dans le

détecteur pour différentes énergies initiales du  $\pi^0$  (voir figure 3.2), l'acceptance finie du calorimètre implique une restriction de ce paramètre. En effet, les dimensions du détecteur sont d'environ  $200 \times 400 \text{ cm}^2$ . Le rayon maximal autorisé pour sélectionner ce photon par SICA est donc d'environ 100 cm. Dans le cas, par exemple, d'une valeur d'énergie initiale du  $\pi^0$  de 5 GeV, le facteur d'asymétrie  $\alpha$  autorisé pour deux photons est  $\leq 0,9$ . Le choix du facteur d'asymétrie doit donc être judicieux. Il doit tenir compte du fait que si  $\alpha$  est trop petit, l'échantillon de photons candidats sera important, et donc une meilleure statistique sera disponible, par contre la difficulté sera de trouver un photon partenaire pour le calcul de masse invariante. Au contraire dans le cas d'un facteur d'asymétrie trop grand, la condition d'un cône inscrit à l'intérieur du détecteur entraîne une faible statistique de photons candidats. Pour la suite le domaine de choix de  $\alpha_{\text{max}}$  sera restreint à  $\alpha_{\text{max}} \in [0,6; 0,9]$ . Ce choix étant arbitraire le résultat final ne doit pas en dépendre.

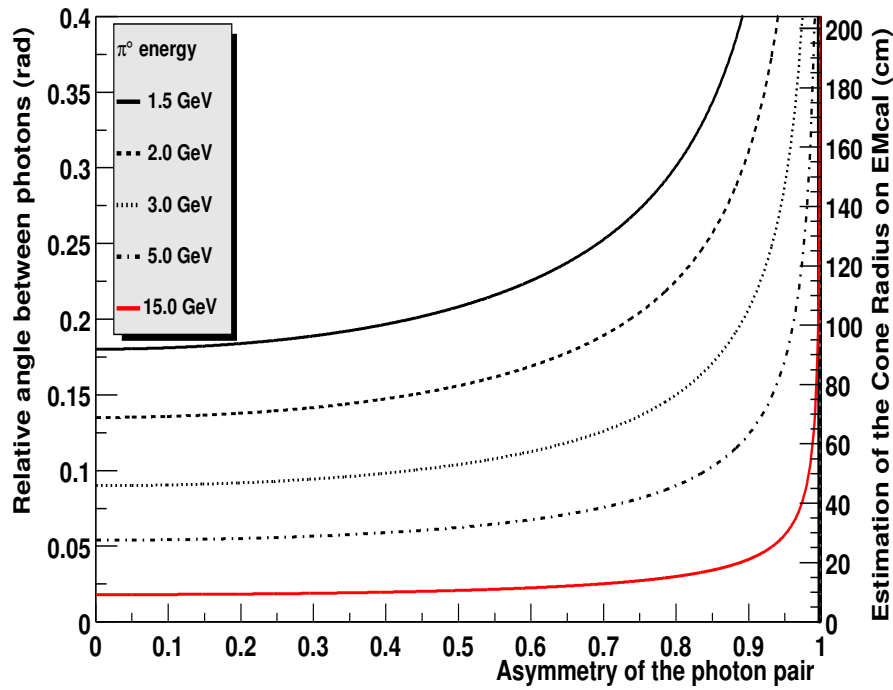


FIG. 3.2 – Évolution de l'angle relatif entre les 2 photons en fonction du rayon de la projection du cône sur EMCAL, ou en fonction du facteur d'asymétrie pour différentes énergies initiales du  $\pi^0$ .

### 3.3 Cas d'un spectre initial uniforme du $\pi^0$

Dans le cas d'une distribution uniforme entre  $E_{1,\pi^0}$  et  $E_{2,\pi^0}$ , respectivement l'énergie maximum et minimum que peut prendre le pion neutre, la distribution des photons de

décroissance est alors [76] :

$$\frac{dN_{\gamma+}}{d\alpha dE_{\gamma+}} = \int_{E_{1,\pi^0}}^{E_{2,\pi^0}} \frac{N_{\pi^0} \cdot B_R}{(E_{2,\pi^0} - E_{1,\pi^0})} \cdot \delta\left[E_{\gamma+} - \frac{E_{\pi^0}(1 + \alpha)}{2}\right] \cdot dE_{\pi^0} \quad (3.7)$$

Cette distribution est nulle excepté dans l'intervalle :

$$\frac{E_{1,\pi^0}(1 + \alpha)}{2} < E_{\gamma+} < \frac{E_{2,\pi^0}(1 + \alpha)}{2} \quad (3.8)$$

où elle prend la valeur de :

$$\frac{2N_{\pi^0} \times B_R}{(E_{2,\pi^0} - E_{1,\pi^0})(1 + \alpha)} \quad (3.9)$$

Cette distribution est non nulle pour  $E_{\gamma}$  appartenant à  $[E_{1,\pi^0}; E_{2,\pi^0}]$  et maximale pour  $\alpha = 0$ . Si  $E_{\gamma}$  appartient à  $[E_{1,\pi^0}/2; E_{1,\pi^0}]$  et  $[E_{2,\pi^0}/2; E_{2,\pi^0}]$  la distribution des photons de décroissance s'annule pour les valeurs du facteur d'asymétrie :

$$\alpha > 2E_{\gamma+}/E_{1,\pi^0} - 1$$

et

$$\alpha > 2E_{\gamma+}/E_{2,\pi^0} - 1.$$

La distribution de la fraction de photons isolés dans le cas d'un spectre initial uniforme de mésons  $\pi^0$  s'écrit alors :

$$\frac{dR_{\pi^0}}{dE_{\gamma+}} = \frac{(dN_i/dE_{\gamma+})}{(dN_c/dE_{\gamma+})} = \frac{\int_{\alpha_{\max}}^1 \frac{dN_{\gamma+}}{d\alpha dE_{\gamma+}} d\alpha}{\int_0^1 \frac{dN_{\gamma+}}{d\alpha dE_{\gamma+}} d\alpha} \quad (3.10)$$

Dans le cadre de notre simulation où le terme  $E_{1,\pi^0}$  est pris égal à 0, les cas à envisager sont alors :

$$\frac{dR_{\pi^0}}{dE_{\gamma+}} = \frac{\ln 2 - \ln(1 + \alpha)}{\ln 2} \text{ pour } E_{1,\pi^0} < E_{\gamma+} < E_{2,\pi^0}/2 \quad (3.11)$$

$$\frac{dR_{\pi^0}}{dE_{\gamma+}} = \frac{\ln 2 - \ln(1 + \alpha)}{\ln(E_{2,\pi^0}/E_{\gamma+})} \text{ pour } E_{2,\pi^0}/2 < E_{\gamma+} < E_{2,\pi^0}(1 + \alpha_{\max})/2 \quad (3.12)$$

$$\frac{dR_{\pi^0}}{dE_{\gamma+}} = 1 \text{ pour } E_{2,\pi^0}^2(1 + \alpha_{\max})/2 < E_{\gamma+} < E_{2,\pi^0}^2 \quad (3.13)$$

La vérification de la validité des expressions de (3.11) à (3.13) se fait à l'aide de simulations rapides MCR/FMC (de l'acronyme anglais Fast Monte Carlo) avec comme entrée une distribution initiale uniforme de l'énergie du  $\pi^0$ .

### Vérification dans le cas d'un spectre uniforme $\pi^0$

Un spectre de  $\pi^0$  uniforme est généré avec 1 méson  $\pi^0$  par événement, celui-ci décroît en deux photons auxquels est appliquée une résolution en énergie de la forme :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.08}{\sqrt{E}} + 0.03 \quad (3.14)$$

La méthode SICA est alors appliquée. Le taux de production de photons candidats et de photons isolés est montré figure 3.3 pour différentes valeurs d'asymétrie  $\alpha_{\max}$ . Le seuil à bas  $p_T$  est dû à l'acceptance finie du calorimètre. L'angle d'ouverture du cône est inversement proportionnel à l'impulsion transverse, ce qui implique un seuil à bas  $p_T$  où plus aucun photon ne satisfait à la condition "photon candidat" de SICA.

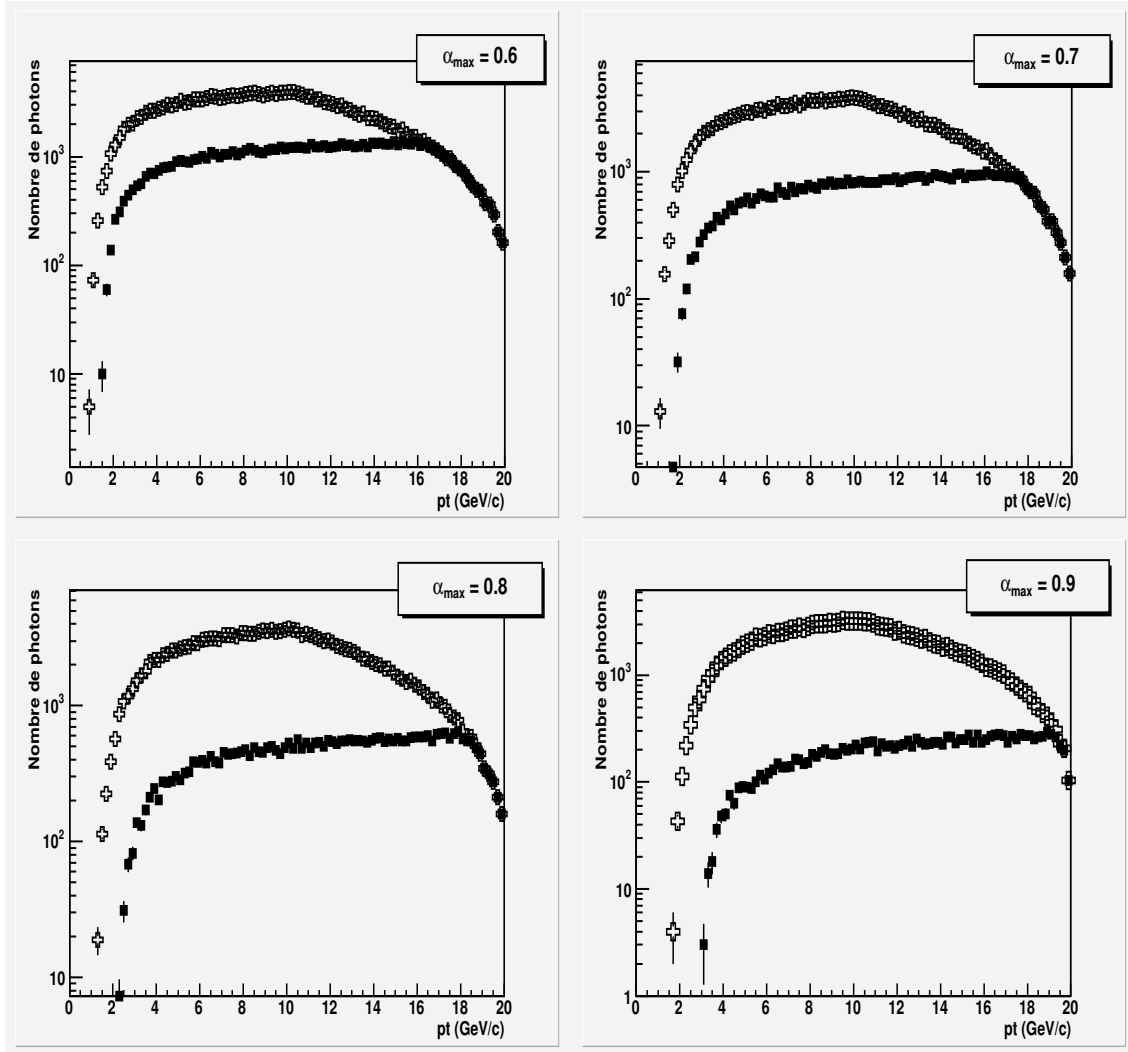


FIG. 3.3 – Spectres de photons candidats (croix) et de photons isolés (carrés pleins) pour différentes coupures en asymétrie dans le cas d'un spectre initial de mésons  $\pi^0$  uniforme.

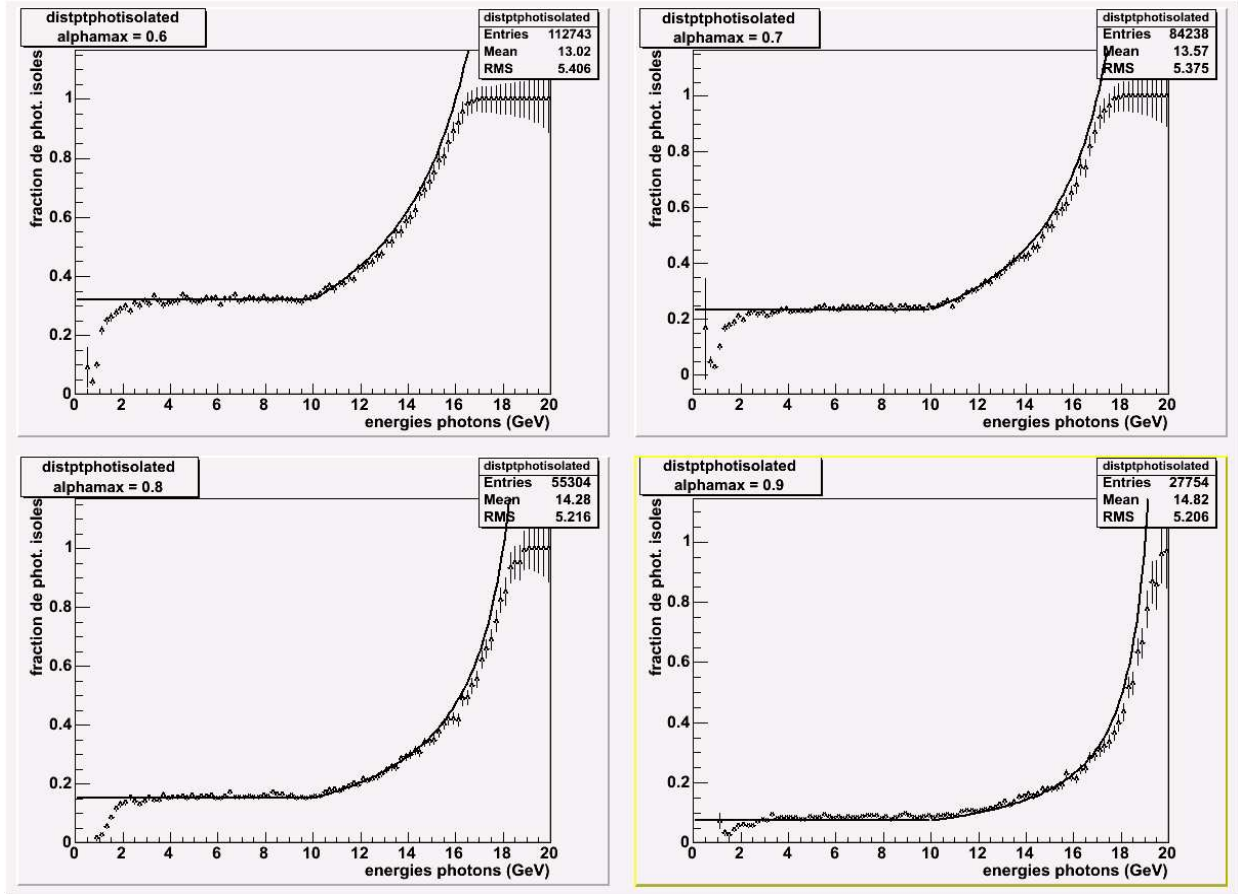


FIG. 3.4 – Fraction de photons isolés pour différentes valeurs  $\alpha_{\max}$  dans le cas d'un spectre initial uniforme de  $\pi^0$ . Les lignes continues sont les prédictions équations 3.11 à 3.13.



La figure 3.4 décrit l'évolution de la fraction de photons isolés, qui proviennent en réalité d'une décroissance du  $\pi^0$ , en fonction de l'impulsion transverse et pour différentes valeurs d'asymétrie  $\alpha_{\max}$ . Aux faibles valeurs de  $p_T$  apparaît un seuil dû à l'acceptance finie du détecteur. Les lignes continues traduisent les prédictions 3.11 à 3.13 et se confondent avec les résultats de simulation FMC.

### Conditions supplémentaires dans le cas des données

Dans le cas des données réelles, il faudra tenir compte du seuil de détection des calorimètres PbSc et PbGl ( $\sim 0.250$  GeV), ce qui introduit un seuil pour  $\alpha$  qui dépend de l'énergie du  $\pi^0$  initial :

$$\alpha_{seuil} = 1 - 2 \frac{E_{seuil}}{E_{\pi^0}} \quad (3.15)$$

par exemple :

$$\alpha_{seuil} = 0.9 \text{ pour } E_{\pi^0} = 5.0 \text{ GeV}$$

L'autre point important est que dans le cas des données réelles l'énergie du pion neutre n'est pas connue. Il faut donc l'estimer. L'approximation choisie est la valeur maximale que pourrait prendre l'énergie du  $\pi^0$  si elle est exprimée en fonction du photon de plus grande énergie détecté :

$$E_{\pi^0}^{exacte} = \frac{2}{1 + \alpha} E_{\gamma+} > E_{\pi^0}^{estimée} = \frac{2}{1 + \alpha_{\max}} E_{\gamma+} \quad (3.16)$$

Les effets de cette approximation sur le résultat de la fraction de photons isolés en le comparant au cas sans approximation sont présentés à la figure 3.4.

Au dessus de 5 GeV l'approximation se recoupe avec le cas où les différents paramètres cinématiques du  $\pi^0$  sont calculés via son énergie réelle. C'est celle qui sera utilisée par la suite.

## 3.4 Détermination de l'excès de photons directs

Dans le cas d'un fond combinatoire faible, il est possible de faire l'approximation que tous les photons directs sont vus par SICA comme photons isolés, c'est à dire que la probabilité de reconstruire une mauvaise paire est nulle. Dans le cas des collisions  $p + p$  la distribution du nombre d'aggrégats (clusters) par événement (figure 3.6) est maximale autour de 1, et donc que :

$$N_{i,\gamma} = N_{c,\gamma} = \epsilon_{\pi^0} \times N_{c,\pi^0} \quad (3.17)$$

où  $N_{c,\gamma}$  est le nombre de photons candidats directs et  $N_{i,\gamma}$  est la fraction parmi eux qui sont identifiés par SICA comme isolés.  $N_{c,\pi^0}$  est le nombre de photons candidats provenant d'un  $\pi^0$ . Et donc :

$$N_{i,\pi^0} = R_{\pi^0} \times N_{c,\pi^0} \quad (3.18)$$

En exprimant la fraction de photons isolés pour les données expérimentales la fraction  $R_{exp}$  s'écrit :

$$R_{exp} = \frac{N_{i,exp}}{N_{c,exp}} = \frac{N_{i,\pi^0} + N_{i,\gamma}}{N_{c,exp}} = \frac{N_{i,\pi^0} + \epsilon_{\pi^0} \times N_{c,\pi^0}}{N_{c,\pi^0} + \epsilon_{\pi^0} \times N_{c,\pi^0}} = \frac{1}{1 + \epsilon_{\pi^0}} \times (R_{\pi^0} + \epsilon_{\pi^0}) \quad (3.19)$$

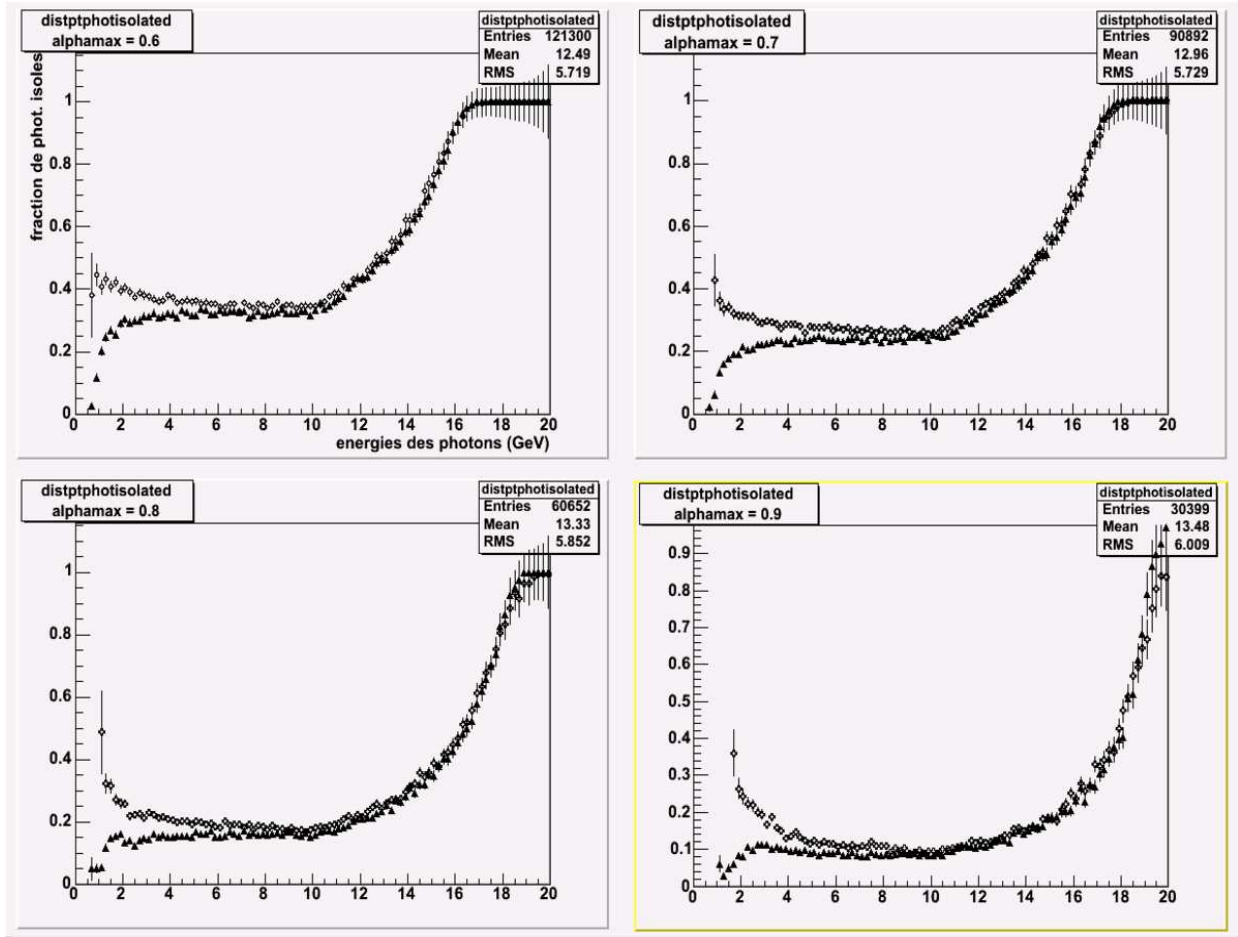


FIG. 3.5 – Fraction de photons isolés pour différentes valeurs  $\alpha_{\max}$  dans le cas d'un spectre initial uniforme de  $\pi^0$  avec (croix) et sans (triangle) estimation de l'énergie initiale du pion.

Et l'expression de l'excès en fonction des autres paramètres devient :

$$\epsilon_{\pi^0} = \frac{R_{exp} - R_{\pi^0}}{1 - R_{exp}} \quad (3.20)$$

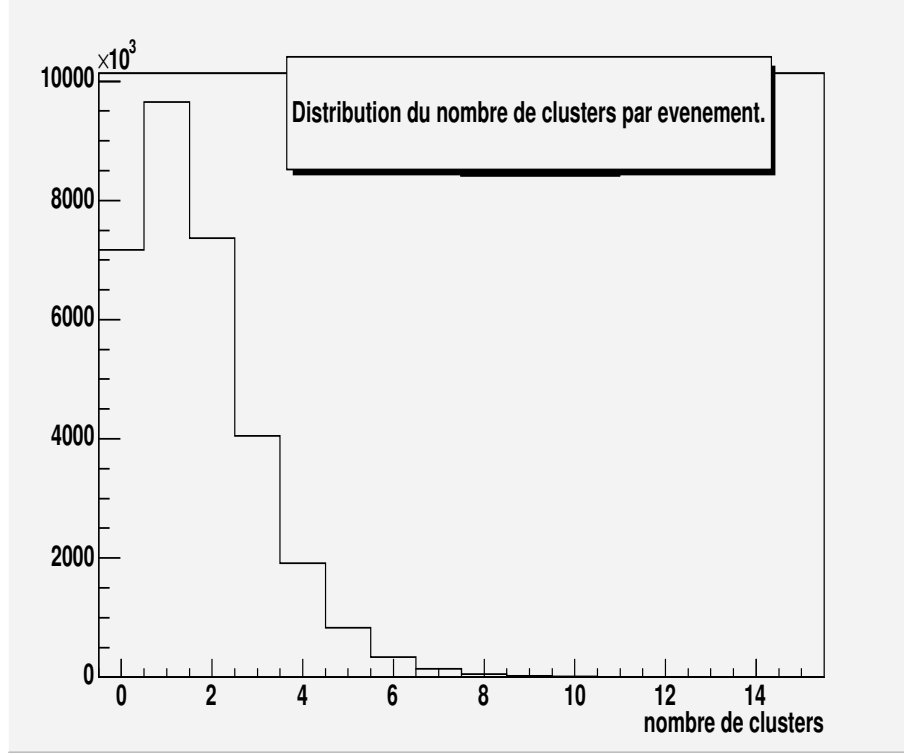


FIG. 3.6 – Distribution du nombre d'aggrégats par événement.

Cependant, pour le moment nous n'avons considéré que les photons pouvant provenir d'une décroissance des mésons  $\pi^0$ . D'autres sources photoniques doivent être considérées :

- 1. Les mésons plus lourds et plus particulièrement le méson  $\eta$  (dont le taux de branchement dans le canal  $\eta \rightarrow 2\gamma$  est de 39.43 %) qui peut dans les données expérimentales être source de faux photons isolés.
- 2. D'autres particules encore peuvent être également faussement identifiées comme photons isolés. Principalement les baryons neutres, les kaons ou les pions chargés, etc.

Du coup le nombre véritable de photons isolés sera :

$$N_{i,exp} = N_{i,\gamma} + N_{i,\pi^0} + N_{i,\eta} + N_{i,PID} \quad (3.21)$$

Ces contributions peuvent être exprimées comme :

$$\begin{aligned} N_{i,\gamma} &= N_{c,\gamma} = \epsilon_{\pi^0} \times N_{c,\pi^0} \\ N_{i,\pi^0} &= R_{\pi^0} \times N_{c,\pi^0} \\ N_{i,\eta} &= N_{c,\eta} = \epsilon_{\eta} \times N_{c,\pi^0} \\ N_{i,PID} &= N_{c,PID} = \epsilon_{PID} \times N_{c,\pi^0} \end{aligned}$$

Le paramètre  $\epsilon_\eta$  traduit la fraction de photons issus de la décroissance des mésons  $\eta$  comparée à celle issue des mésons  $\pi^0$ . Ce rapport sera estimé par la suite, dans le chapitre 5, en appliquant un facteur d'échelle en masse transverse ( $m_T$  scaling) du  $\pi^0$  pour le spectre initial du  $\eta$ . Il faut également pondérer ce résultat par le rapport de sections efficaces des taux de productions dans la désintégration en 2  $\gamma$ . Le facteur  $\epsilon_\eta$  peut s'exprimer par :

$$\epsilon_\eta = \frac{N_{c,\eta}}{N_{c,\pi^0}} \times \frac{\sigma_\eta \cdot BR_{\gamma\gamma}^\eta}{\sigma_{\pi^0} \cdot BR_{\gamma\gamma}^{\pi^0}} \quad (3.22)$$

Le terme  $\epsilon_{PID}$  représente quant à lui, l'estimation de la contamination en particules chargées, par rapport à celle du pion  $\pi^0$ , du spectre de photons directs. Il peut être calculé avec une simulation utilisant en entrée des spectres de hadrons chargés déjà mesurés par PHENIX. Le rapport du nombre de photons candidats des particules chargées sur le nombre de photons candidats provenant du  $\pi^0$  donnera alors directement  $\epsilon_{PID}$  :

$$\epsilon_{PID} = \frac{N_{c,PID}}{N_{c,\pi^0}} \quad (3.23)$$

Le nombre de photons candidats peut alors s'écrire :

$$N_c = N_{c,\gamma} + N_{c,\pi^0} + N_{c,\eta} + N_{c,PID} \quad (3.24)$$

Et donc la formule la plus exacte pour l'excès de photons directs est :

$$\epsilon_{tot} = \frac{R_{exp} - R_{\pi^0}}{1 - R_{exp}} - \epsilon_\eta - \epsilon_{PID} \quad (3.25)$$

Pour la suite, le calcul de cet excès se fera par étapes. Dans un premier temps l'excès provenant de la seule décroissance EM du  $\pi^0$  sera calculé :

$$\epsilon_{\pi^0} = \frac{R_{exp} - R_{\pi^0}}{1 - R_{exp}} \quad (3.26)$$

Dans un deuxième temps, la contribution  $\epsilon_\eta$  due au méson plus lourd  $\eta$  dans le spectre de photons isolés sera prise en compte. Ce qui amène à un excès total de la forme :

$$\epsilon_{tot} = \frac{R_{exp} - R_{\pi^0}}{1 - R_{exp}} - \epsilon_\eta \quad (3.27)$$

C'est à partir de cette formule 3.27, qui nous donnera l'excès (voir chapitre 5), que sera calculé le spectre de photons directs.



# Chapitre 4

## Analyse des données

### 4.1 Sélection des données

Dans ce chapitre est discutée la manière dont sont sélectionnés les événements qui sont utilisés dans notre analyse. Les coupures appliquées aux agrégats initiaux (“clusters”), pour s’assurer qu’ils représentent un photon, sont également explicitées.

Dans l’analyse présente les déclenchements requis pour calculer les sections efficaces qui nous intéressent sont principalement le déclenchement biais minimum (qu’on appellera MB) et le déclenchement ERT\_Gamma3BBCLL1 (appelés Gamma3 ou G3) pour les événements à valeurs élevées de  $p_T$ . Pour estimer le biais induit par le déclenchement BBC, il faut également ajouter ERT\_Gamma2 (Gamma2 ou G2).

Pour la Campagne III, la coupure en vertex est comprise entre +30 cm et −30 cm.

#### 4.1.1 Choix des collectes ou sessions de données "runs"

Le choix des fichiers analysés est basé sur plusieurs critères de qualité des données :

- Éviter les segments de fichiers qui correspondent à une période où le convertisseur de photons était présent lors de la prise de données (Sessions 86187-88006).
- Une vérification en masse invariante permet de tracer l’évolution de la position du pic  $\pi^0$  et de sa largeur en fonction du numéro de session. Les sessions pour lesquelles la valeur moyenne de pic n’est pas comprise entre  $[0, 100; 0, 160]$  GeV/ $c^2$  ou la largeur  $\sigma_{pic} > 16$  MeV/ $c^2$  ne sont pas sélectionnées. La figure 4.1 montre le résultat de l’évolution de ces deux paramètres après l’application de ce critère.
- Pour toutes les sessions, est imposée la même configuration des supermodules (figure 4.2).

Finalement l’ensemble des sessions sélectionnées pour les déclenchements MB et G3 représente  $\approx 20$  millions d’événements MB et  $\approx 30$  millions d’événements G3 en tenant compte de la coupure en vertex.

#### 4.1.2 Tours défectueuses dans EMCAL

Une technologie différente des secteurs PbGl et des secteurs PbSc oblige à étudier ces deux systèmes séparément. Dans toute la suite de l’analyse, seuls les secteurs PbSc sont

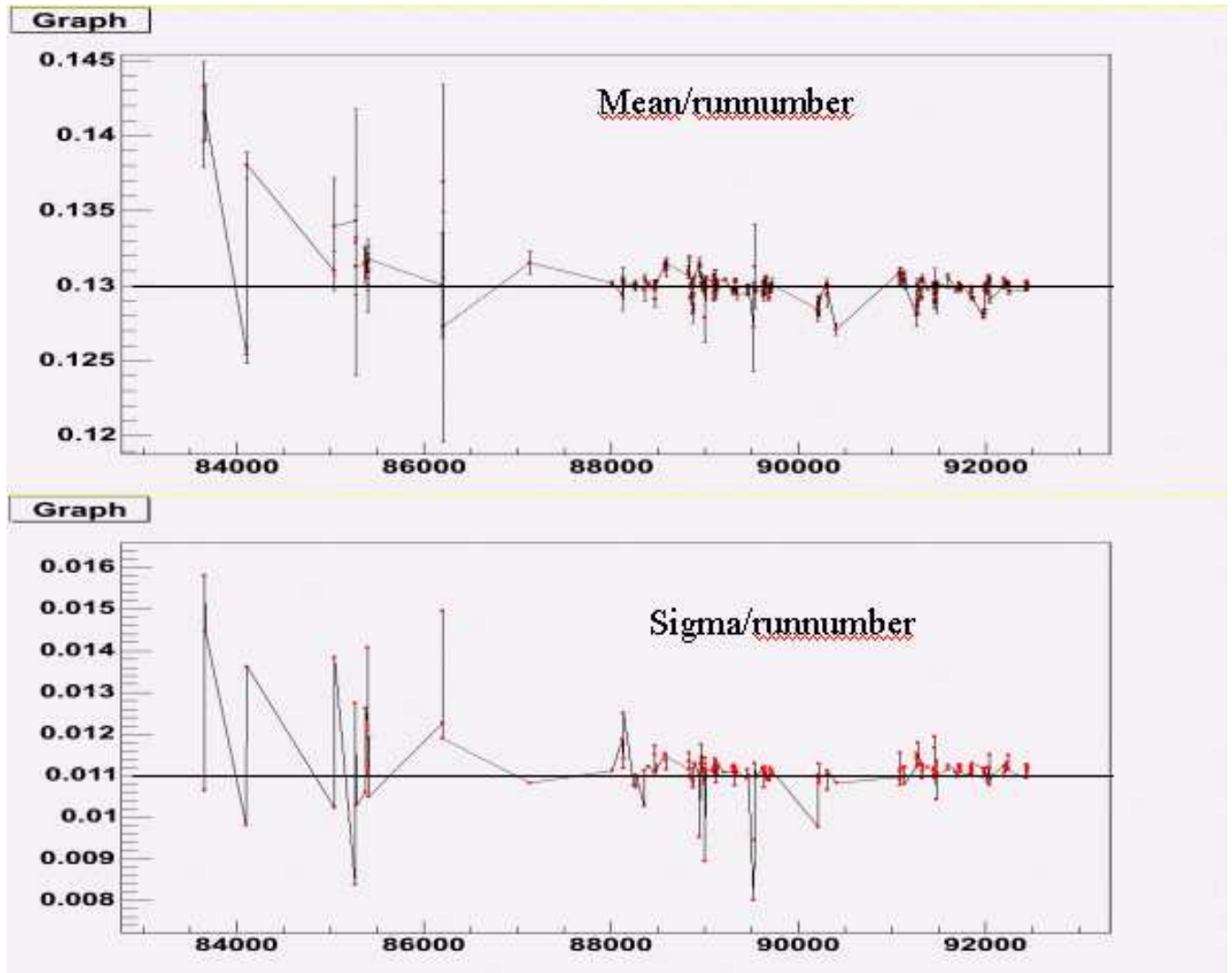


FIG. 4.1 – Évolution de la position moyenne du pic masse invariante du pion neutre et de sa largeur en fonction du numéro de session.

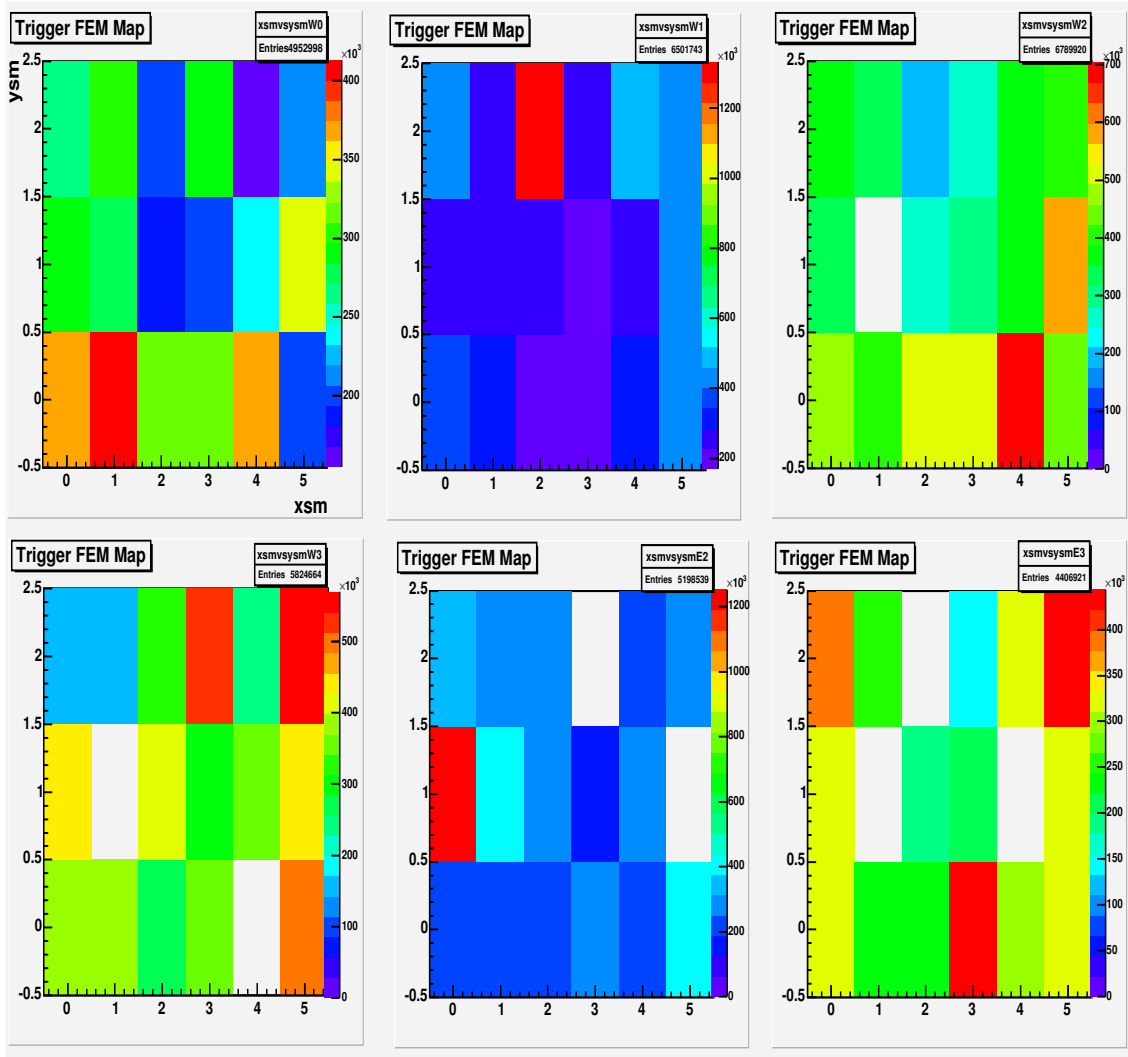


FIG. 4.2 – Configuration des supermodules pour les secteurs PbSc pour l’ensemble des sessions analysées.

pris en compte.

Pour éviter un résultat faussé dans la reconstitution de l’énergie totale de la particule, il est imposé à partir du code logiciel hors ligne (“offline”) une coupure sur les tours non fonctionnelles (mortes, trop bruyantes ou mal calibrées) du calorimètre électromagnétique. À partir de chaque tour défectueuse, dénommée chaude ou morte, un choix approprié d’étiquette permet de décider du nombre de tours éliminées tout autour. La figure 4.3 montre le rapport entre les spectres obtenus après une coupure en carré  $3 \times 3$  ou  $5 \times 5$ . Cela illustre l’effet d’approximativement 10% d’écart sur l’amplitude des spectres après l’application soit du masque  $5 \times 5$ , soit du masque  $3 \times 3$ . Les spectres étant corrigés par la suite (voir chapitre 4.2.3) par l’efficacité de déclenchement géométrique cet écart n’influe pas sur le résultat final.

Pour le reste de l’analyse c’est la coupure  $5 \times 5$  qui est gardée. La figure 4.4 en coordon-



nées locales (à l'intérieur du secteur)  $x_{local}$  en fonction de  $y_{local}$  pour chaque secteur PbSc, représente cette distribution des tours défectueuses. La dispersion des impacts ("hits") en coordonnées sphériques [ $\theta = f(\phi)$ ] (figure 4.5) montre également les zones de détecteurs inutilisées lors de la prise de données de la Campagne III  $p + p$  à 200 GeV.

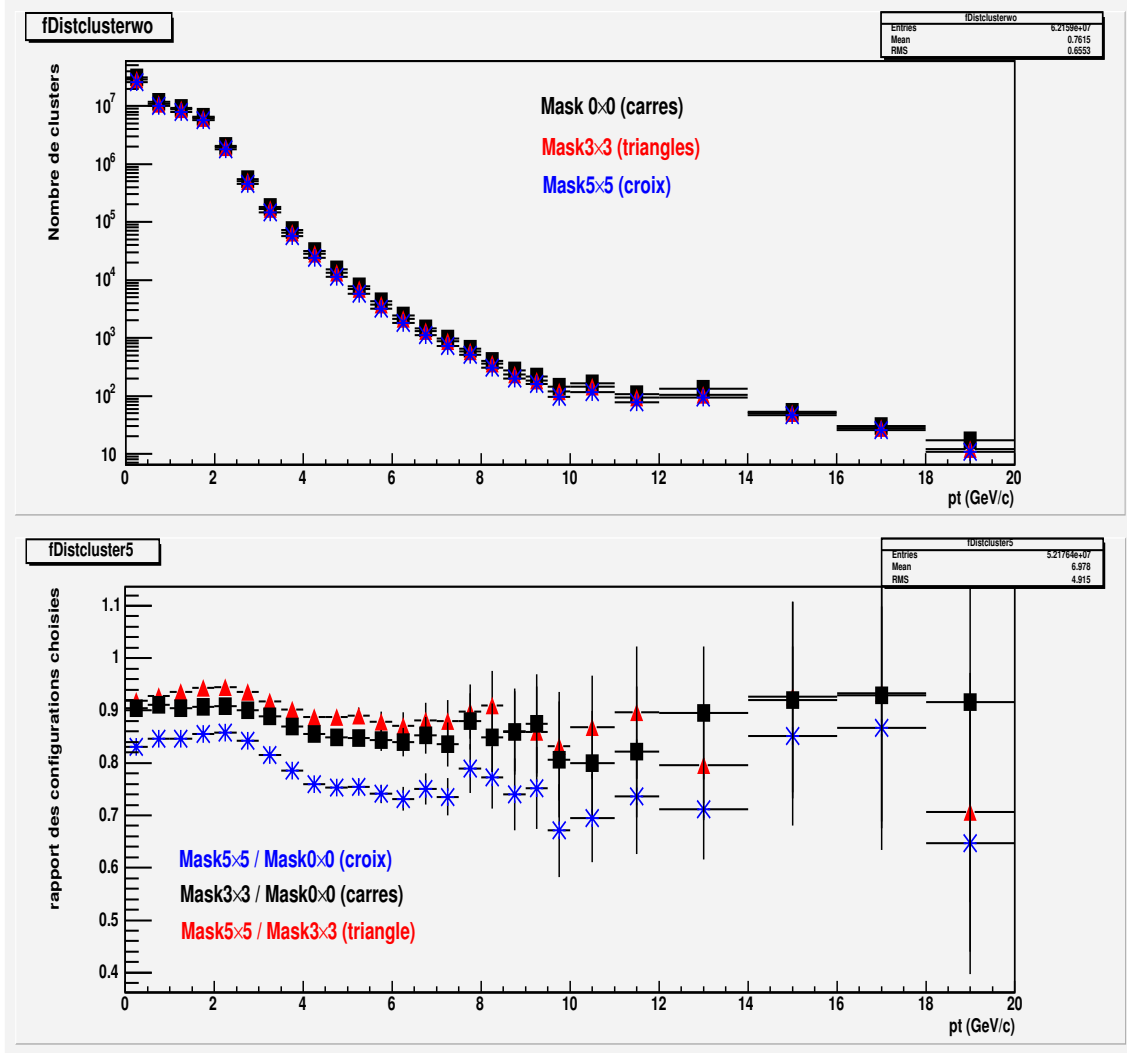


FIG. 4.3 – Distribution des agrégats pour différents masques (sans,  $3 \times 3$ ,  $5 \times 5$ ), et leur rapport.

### 4.1.3 Critères de sélection des photons

Afin d'obtenir un échantillon où la proportion de photons soit la plus importante possible, différentes sélections logicielles appliquées hors ligne sont utilisées.

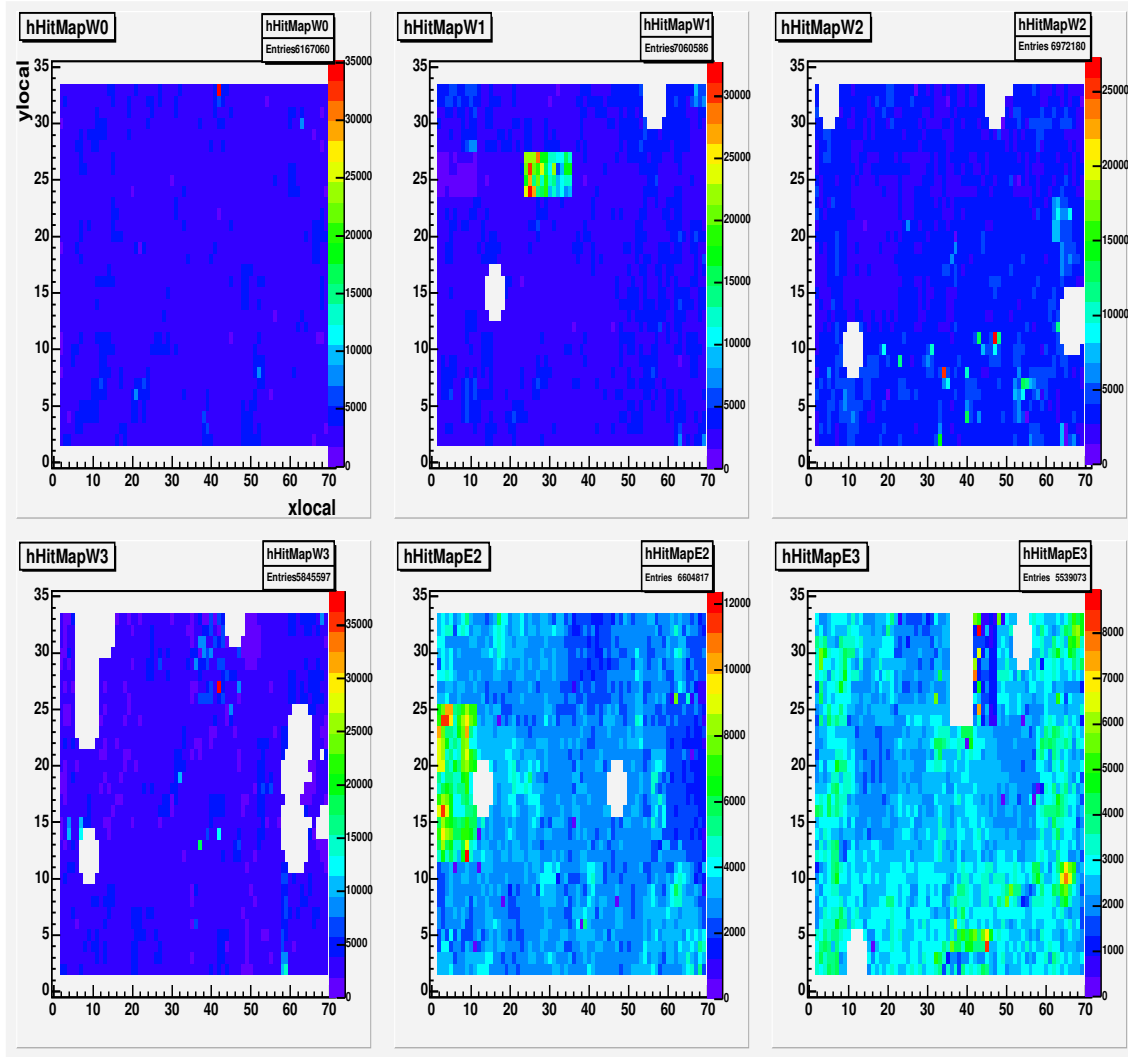


FIG. 4.4 – Distribution des impacts en coordonnées locales,  $y_{local}$  en fonction de  $x_{local}$ , et pour chaque secteur PbSc.

### Coupure en temps de vol

Les photons, particules sans masse, étant plus rapides que les autres particules, une sélection peut se faire sur le temps d'arrivée au calorimètre éloigné d'environ 5 m de la zone d'interaction. Ce temps de vol  $TOF_{EMCal}$  est calculé d'après l'expression suivante :

$$TOF_{EMCal} = TOF_{mesuré} - \frac{l}{c} \quad (4.1)$$

où  $TOF_{mesuré}$  est le temps de vol mesuré,  $l$  est la distance entre le vertex et le point d'impact sur les surfaces des secteurs PbSc (qui nous intéressent ici). Ce décalage entraîne un pic de temps de vol photon autour de la valeur zéro et explique les valeurs négatives de temps de vol à la figure 4.7. Cette figure représente la projection de la distribution en temps de vol des particules arrivant au calorimètre électromagnétique en fonction de

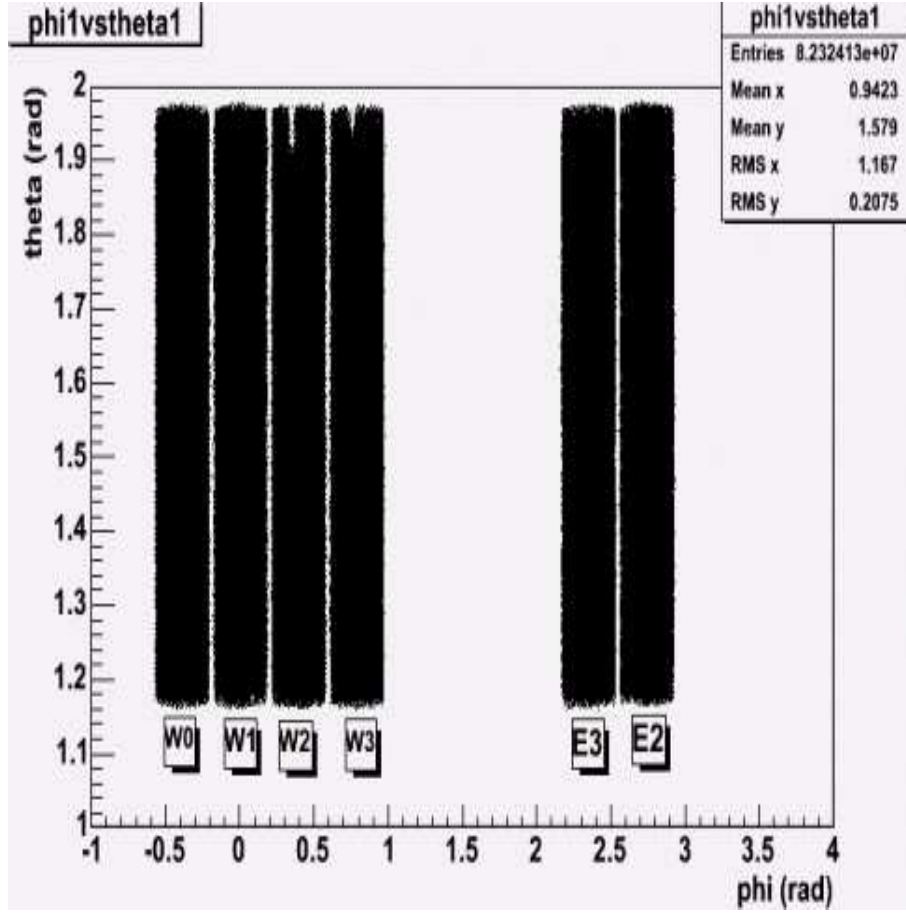


FIG. 4.5 – Répartition des impacts en coordonnées sphériques  $\theta = f(\phi)$ .

l'impulsion transverse de la particule incidente de la figure 4.6. La coupure en temps de vol pour définir un agrégat comme photon, est prise inférieure à 1,5 ns.

### Coupure en dispersion de gerbes

Les caractéristiques de la gerbe générée par une particule dans les secteurs PbSc diffèrent selon la nature de celle-ci. Les membres de la collaboration PHENIX ont introduit un paramètre  $\chi^2$  qui va permettre de différentier entre les gerbes électromagnétiques (EM) et les gerbes hadroniques.

Le modèle utilisé s'appuie sur une représentation analytique de l'énergie dispersée, et de sa fluctuation, par un électron dont l'énergie initiale est connue. Cette approche permet une prédiction de l'énergie déposée par tout électron.

L'expression du  $\chi^2$  est donnée par :

$$\chi^2 = \sum \frac{(E_{i,\text{prévue}} - E_{i,\text{mesurée}})^2}{\sigma_i^2} \quad (4.2)$$

où  $E_{i,\text{mesurée}}$  est l'énergie mesurée dans la tour  $i$  et  $E_{i,\text{prévue}}$  est l'énergie prévue pour cette même tour  $i$ , en utilisant l'algorithme basé sur un électron "témoin". Le paramètre  $\chi^2$

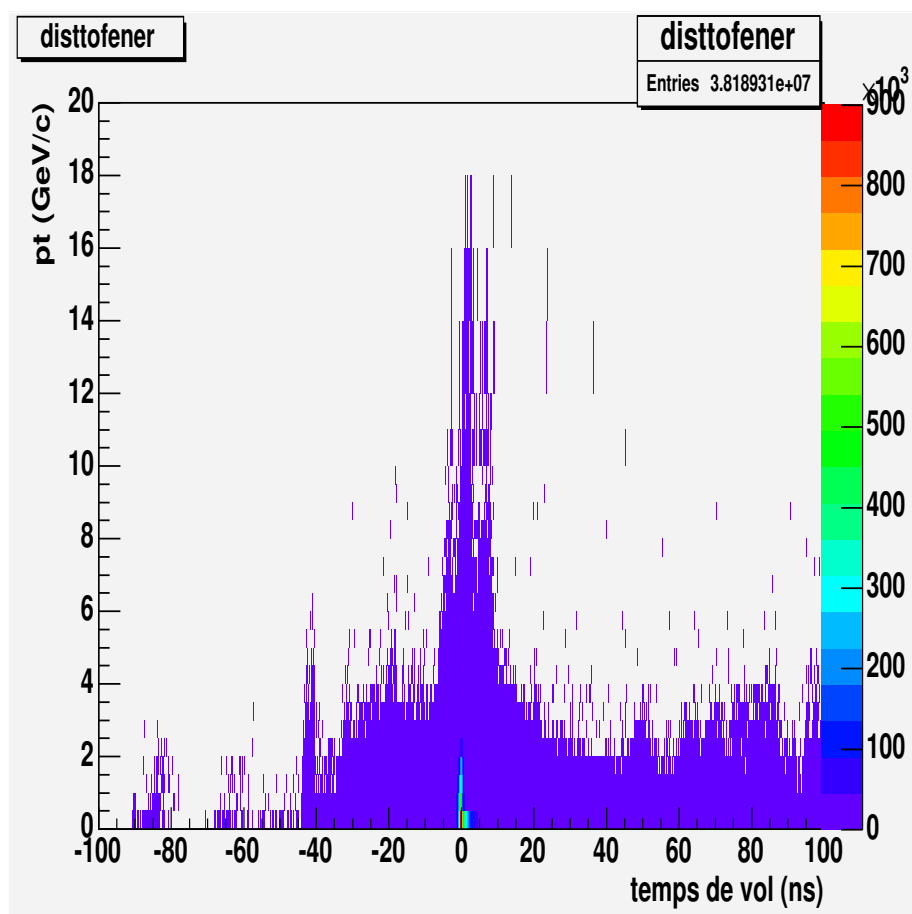


FIG. 4.6 – Distribution en temps de vol des particules arrivant au calorimètre en fonction de l'impulsion transverse.

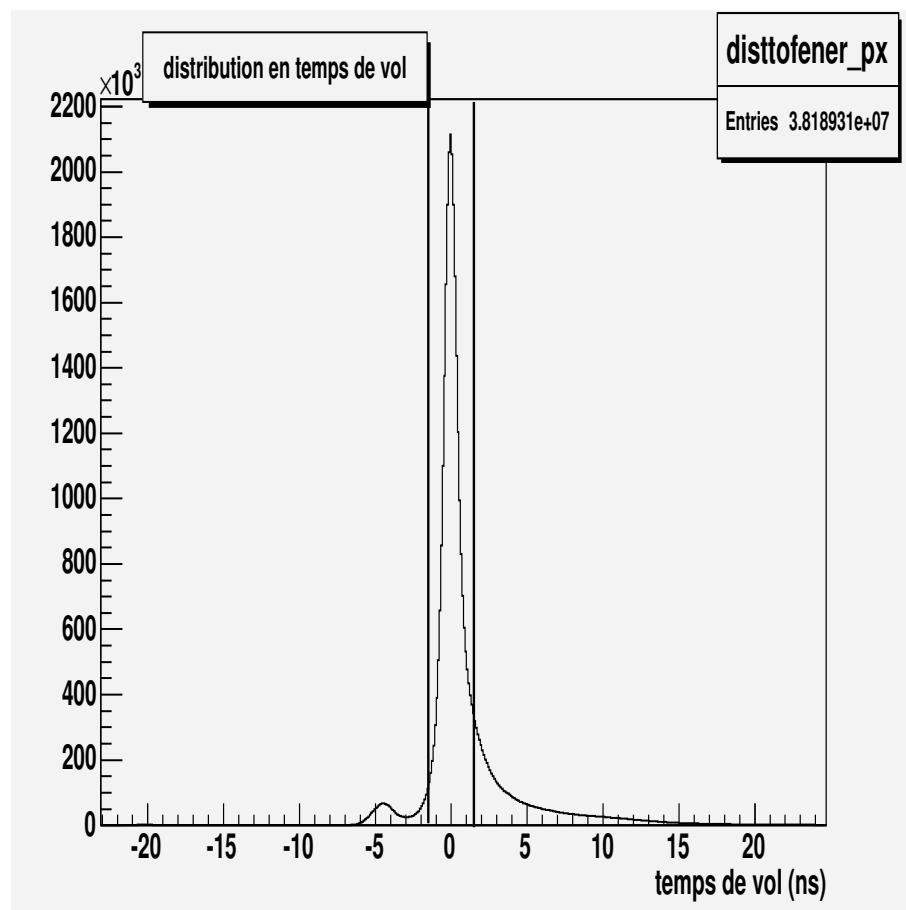
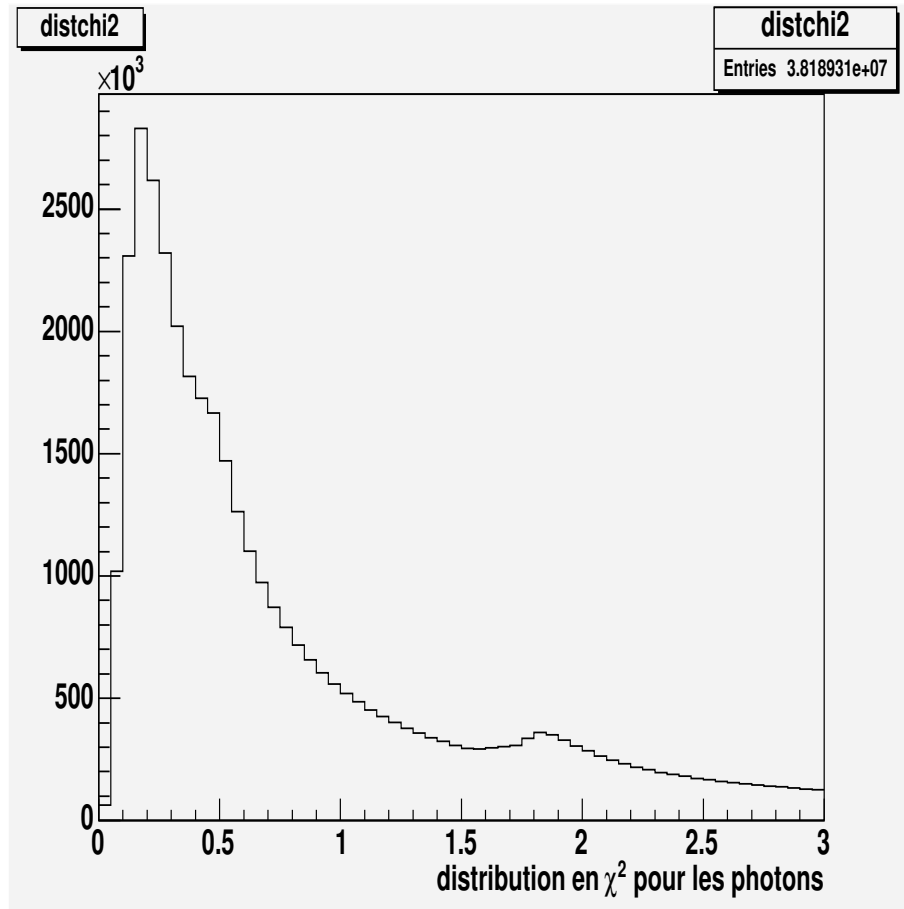


FIG. 4.7 – Distribution en temps de vol des particules arrivant jusqu'au calorimètre. Les barres indiquent le domaine de validité autour de 0, qui correspond à  $\pm 1,5$  ns.

FIG. 4.8 – Distribution du  $\chi^2$  des photons ( $\chi^2 \leq 3, 0$ ).

renseigne alors sur la différence entre la forme de la gerbe engendrée par la particule et la forme standard d'une gerbe électromagnétique.

Une faible valeur de  $\chi^2$  ( $< 3, 0$ ) traduit une forme de gerbe compacte qui correspond à une gerbe EM. Une grande valeur de  $\chi^2$  correspond à une gerbe hadronique plus diffuse. Typiquement la sélection d'un agrégat comme photon s'opère à  $\chi^2 \leq 3, 0$ . La distribution en  $\chi^2$  des photons est montrée figure 4.8.

### Exclusion des particules chargées

La coupure employée ici et appelée coupure "PID" (pour l'acronyme anglo-saxon de "Particle IDentification"), utilise le système de reconstruction de traces (DCH + PC3). La reconstruction de la trace de la particule chargée est déterminée par la chambre à dérive (Drift Chamber) et le point d'impact laissé dans le détecteur PC3, placé juste devant EMCal. La comparaison avec une trace "virtuelle" estimée à partir de l'impact sur EMCal, permet de séparer entre hadrons chargés et photons. Explicitement cela revient à vérifier à partir des coordonnées sphériques  $dz$  et  $d\phi$  récupérées à partir de PC3 et de la distance du point d'impact EMCal au vertex  $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  que les deux traces

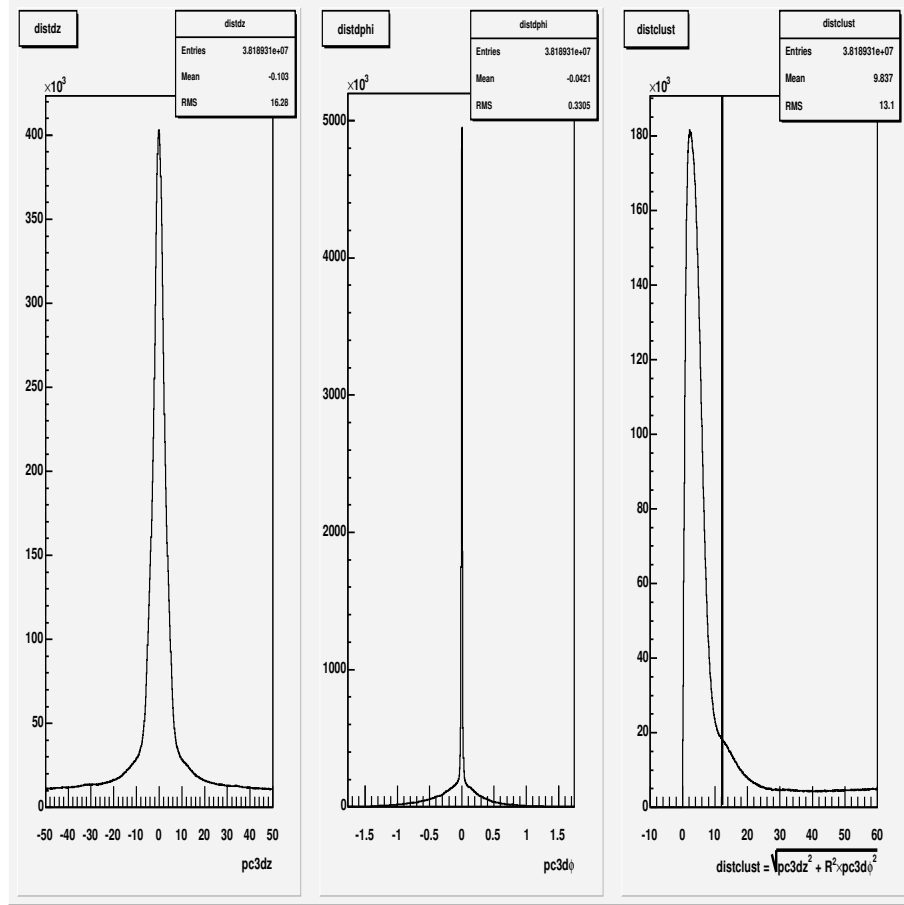


FIG. 4.9 – Distribution en  $pc3dz$  (gauche),  $pc3d\phi$  (milieu), et de la distance entre trace réelle donnée par le système de reconnaissance de trace virtuelle et celle donnée par EMCAL (droite). Au-delà de 12 cm (barre verticale) la particule est considérée comme un photon.

soient suffisamment éloignées. Typiquement il faut donc vérifier pour considérer qu'une particule soit un photon, que :

$$\sqrt{pc3dz^2 + R^2 \times pc3d\phi^2} \geq 12,0 \text{ cm} \quad (4.3)$$

La figure 4.9 donne la distribution en coupure PID, la barre verticale symbolise la limite au-dessous de laquelle l'agrégat est désigné comme particule chargée et éliminé.

#### 4.1.4 Effets des diverses sélections sur les spectres

Les 5 configurations de distributions des agrégats en fonction de  $p_T$  sont présentées à la figure 4.10. Ces spectres correspondent aux cas, sans aucune coupure, en appliquant une coupure en temps de vol (tof), une coupure sur la forme de gerbe laissée par la particule  $\chi^2$ , une coupure sur les particules chargées (PID), et toutes les coupures associées.

Le rapport figure 4.11 des spectres avec coupures sur le spectre sans coupure permet de mieux visualiser leurs comportements. La coupure en temps de vol (figure 4.11 en haut à

gauche) a un effet sur les agrégats bruts quasi-immédiat. Le rapport passe de 20 % de rejet pour une impulsion transverse d'environ 4 GeV/c à 60 % à  $p_T \approx 8$  GeV/c. L'évolution des coupures  $\chi^2$  et PID est beaucoup plus doux. Les deux présentent un plateau pour des impulsions transverses supérieur à 4 GeV/c. La brusque chute vue sur la coupure temps de vol se retrouve également lorsque sont appliquées toutes les coupures (voir figure 4.11, en bas à droite).

Au vu de ces différences de comportements, seule la coupure  $\chi^2$  est appliquée par la suite sur les agrégats bruts. La coupure en temps de vol est trop violente pour être utilisée. La coupure PID, quant à elle, nécessite une estimation de son efficacité. Ce calcul ne peut se faire qu'en utilisant une simulation qui tiendrait en compte les hadrons chargés. Hors le code rapide FMC utilisé dans la présente analyse, ne prend en compte que les mésons neutres ( $\pi^0$  et  $\eta$ ). Cette contamination par les particules chargées sera malgré tout prise en compte en utilisant une estimation faite par une autre analyse. Ce point est discuté plus en avant dans le paragraphe 4.3.6.

## 4.2 Mesure de la production de pions neutres dans les collisions p+p à 200 GeV

Dans ce chapitre est traitée la manière dont est extrait le spectre de pions neutres et des différentes corrections à lui appliquer avant d'arriver à la section efficace invariante finale. Cela concerne entre autres les calculs de l'acceptance géométrique et de l'efficacité de reconstruction due notamment à la résolution imparfaite en énergie et en position du détecteur. Ce spectre de méson neutre est important dans le cadre de l'analyse, non seulement comme moyen de vérification de la validité du code mais également comme spectre d'entrée du code de simulation Monte-Carlo dit rapide (MCR/FMC).

### 4.2.1 Extraction du signal

Étant donnée la durée de vie très courte du méson  $\pi^0$  ( $c\tau = 23$  nm) seuls ses deux photons de décroissance peuvent être, dans le meilleur des cas, détectés par le calorimètre. La reconstruction du pion se fait alors via une recombinaison de ses 2 photons en calculant leur masse invariante. Évidemment au niveau du détecteur les photons ne proviennent pas tous de la décroissance d'un pion  $\pi^0$ . Également un des deux photons peut échapper à la détection, à cause de modules morts ou tout simplement parce que sa trajectoire est en dehors de l'acceptance finie du calorimètre.

La masse invariante d'une paire de particules se calcule par l'intermédiaire de leurs quadrvecteurs respectifs :

$$P_{\gamma_1\gamma_2} = P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2}. \quad (4.4)$$

Dans le cas particulier des photons dont la masse est nulle, l'égalité suivante doit être vérifiée :

$$m_{\gamma_1\gamma_2} = \sqrt{(P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2})^2} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\theta_{12})}, \quad (4.5)$$



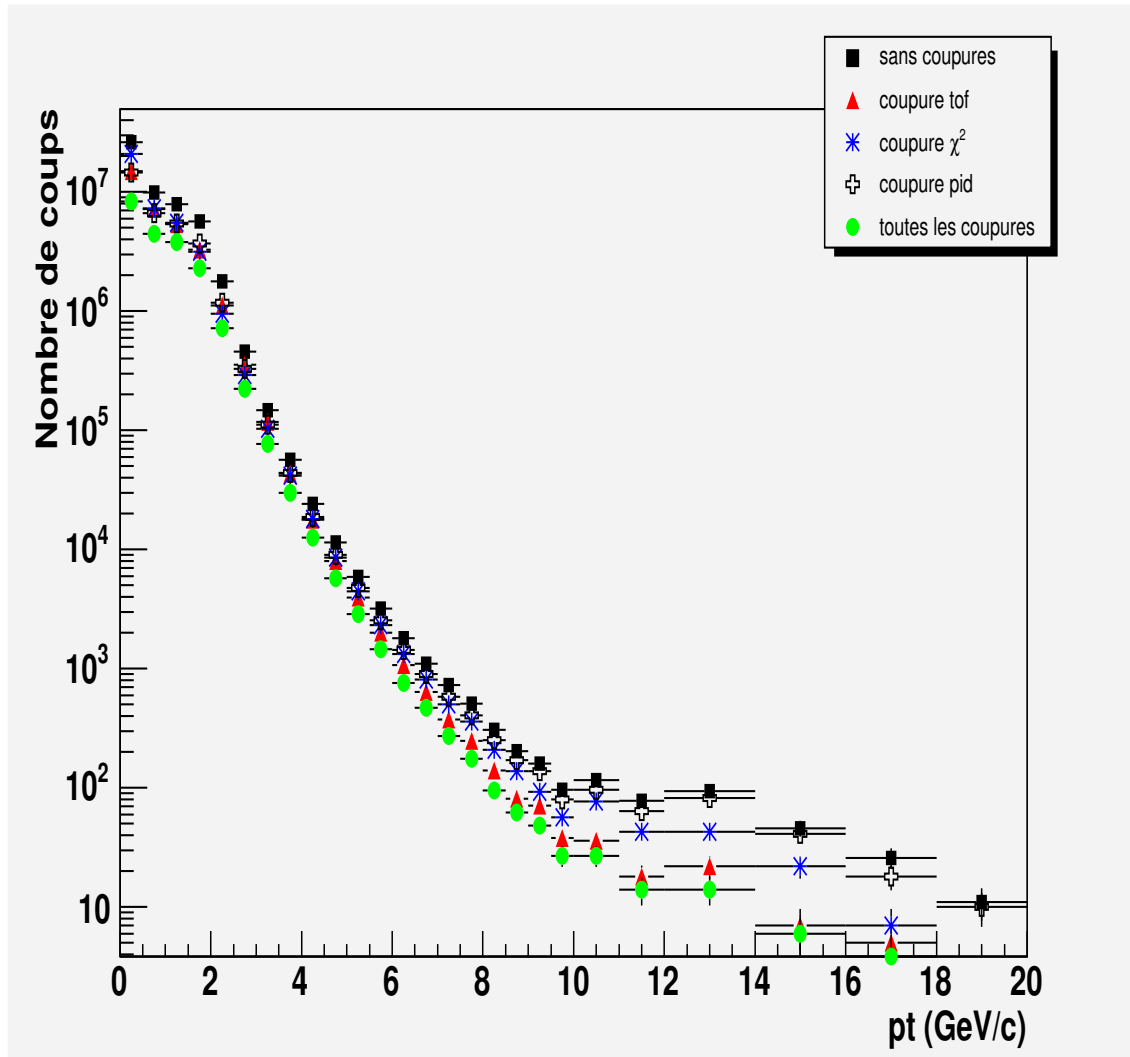


FIG. 4.10 – Distribution des agrégats pour différentes configurations de sélections logicielles hors ligne en fonction de l'impulsion transverse.

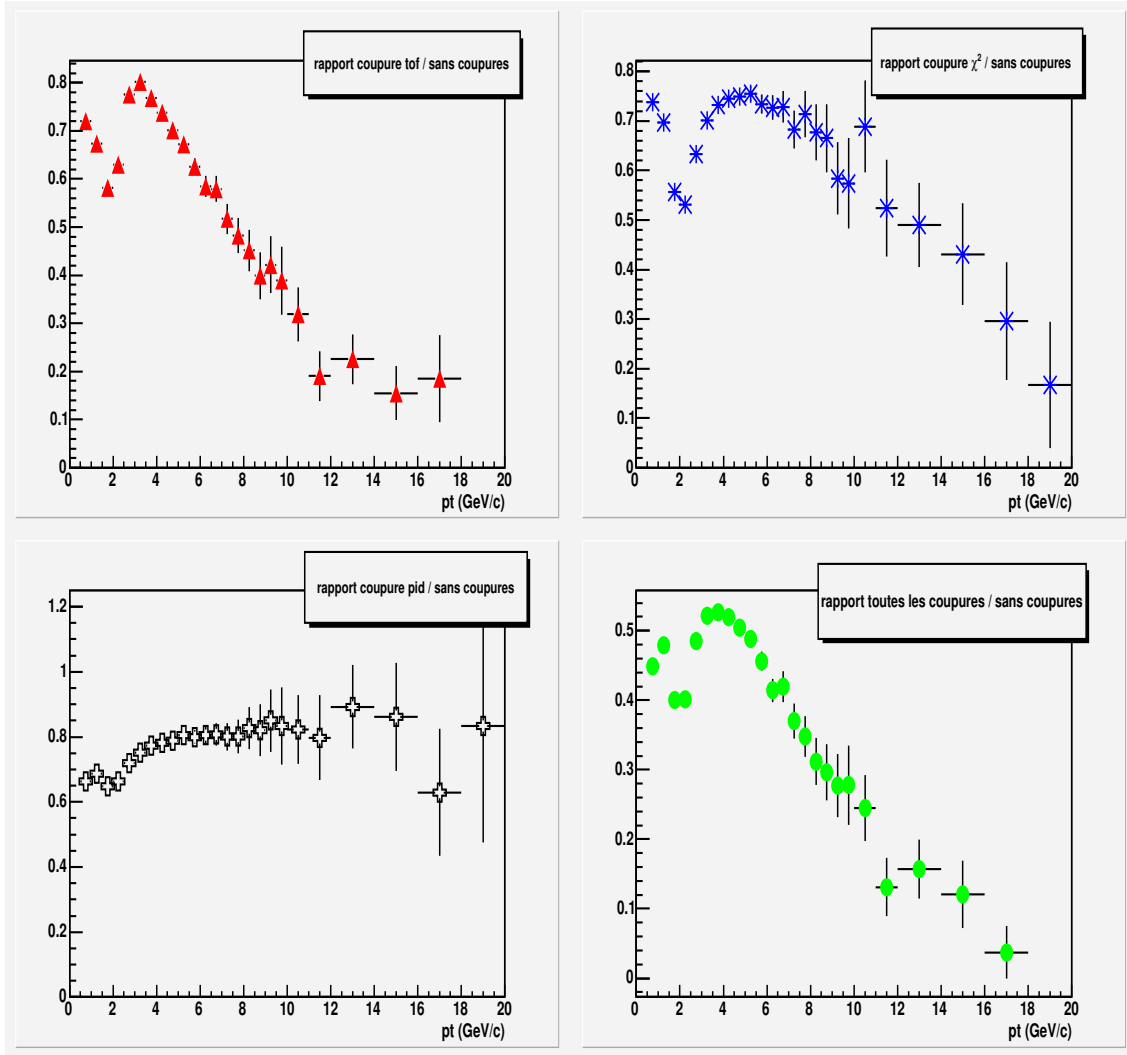


FIG. 4.11 – Rapport entre les spectres avec sélection (tof,  $\chi^2$ , toutes les sélections) et le spectre sans sélection en fonction de l'impulsion transverse.

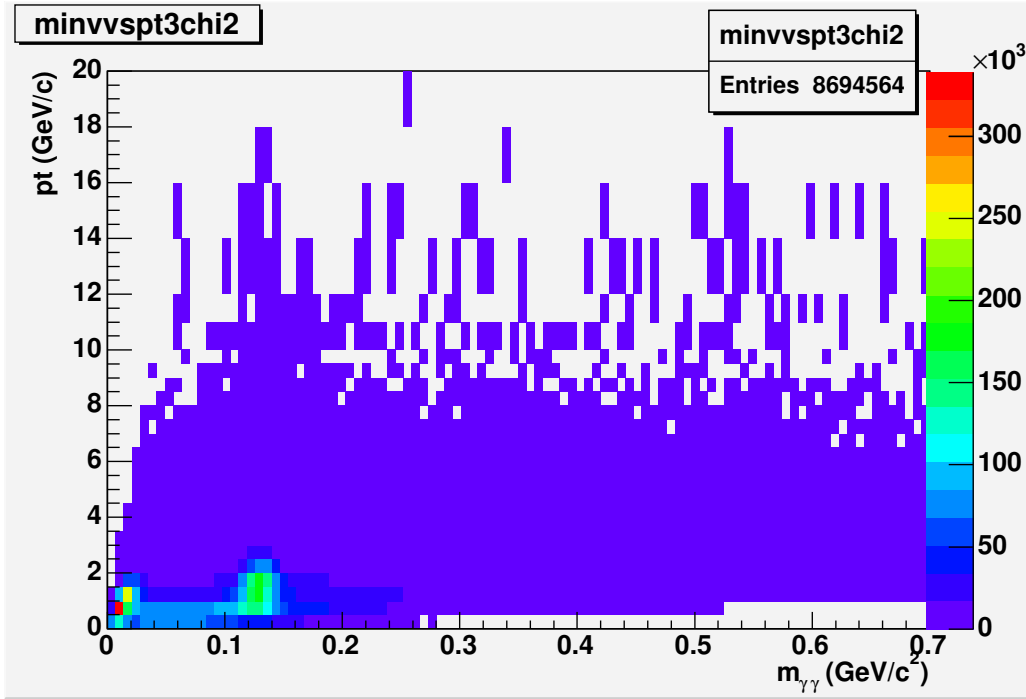


FIG. 4.12 – Masse invariante de deux photons en fonction de leur impulsion transverse (pour le déclenchement G3).

avec  $\cos\theta_{12}$  l'angle d'ouverture entre les deux photons. Dans le cas de deux photons provenant d'une décroissance électromagnétique du pion  $\pi^0$ , cette masse invariante doit être égale à la masse d'une telle particule dans le centre de masse  $m_{\pi^0} \approx 0,135$  GeV. Cependant il faut évidemment tenir compte des conditions réelles de détection, c'est à dire, de la résolution en énergie et en position du calorimètre électromagnétique. Il faut, donc, parler plutôt d'une valeur moyenne proche de la masse du pion.

#### 4.2.2 Estimation du pic

L'estimation de ce pic se fait à partir du spectre en deux dimensions de la masse invariante en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  (figure 4.12), par projection sur l'axe des abscisses pour différentes régions en  $p_T$ . La figure 4.13 montre alors clairement un pic autour de  $m_{\gamma\gamma} = 0,134$  GeV. Ce pic est ajusté, après soustraction du fond estimé à l'aide d'une droite, par une gaussienne qui définit alors la position moyenne du pic et sa largeur.

Pour résoudre le problème d'une faible statistique dans les régions à haut  $p_T$ , l'idée est d'utiliser cette méthode pour fixer les bornes de l'ajustement gaussien. Les figures 4.14 montrent l'évolution de la valeur moyenne du pic et de sa largeur en fonction de  $p_T$ . Effectivement la valeur moyenne est proche de 0,134 GeV avec une résolution de l'ordre de 9 MeV/ $c^2$ . Les ajustements utilisés pour reproduire la forme de l'évolution de la valeur moyenne et de la largeur du pic peuvent s'écrire [77] :

$$\langle m_{\gamma\gamma} \rangle = A \times [1 - B \times \exp(-C p_T)], \quad (4.6)$$

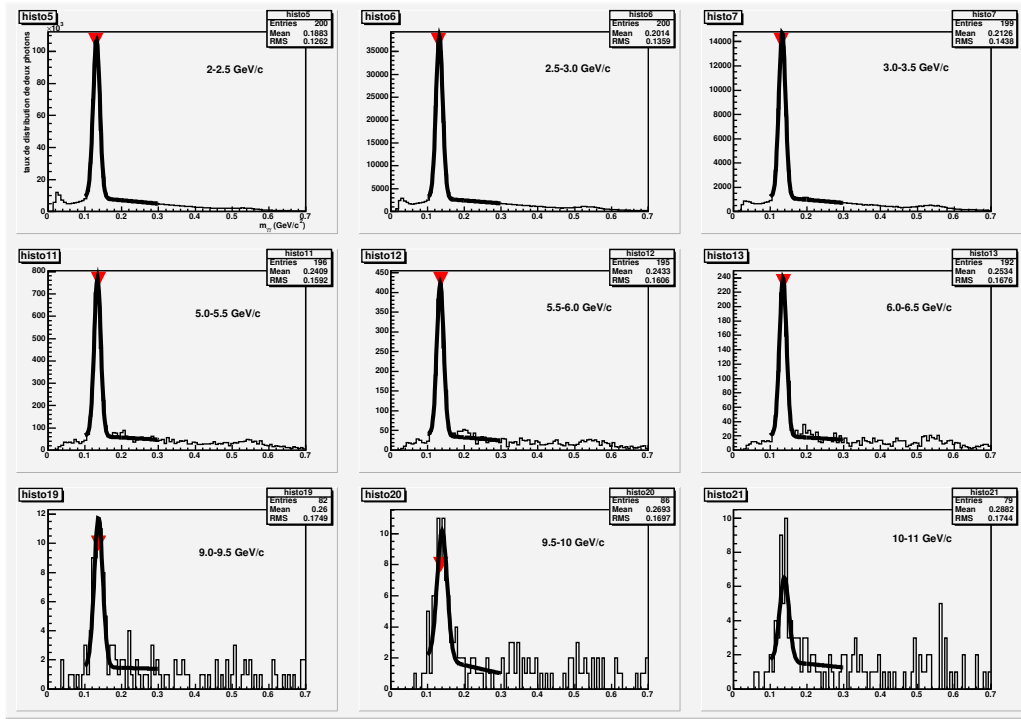


FIG. 4.13 – Masse invariante de deux photons en fonction de l’impulsion transverse et ajustement gaussien.

$\langle m_{\gamma\gamma} \rangle \text{ (GeV}/c^2\text{)}$		$\sigma_{\gamma\gamma} \text{ (GeV}/c^2\text{)}$	
A =	$0,1348 \pm 0,0002$	a =	$(2,60 \pm 0,28) 10^{-6}$
B =	$0,0877 \pm 0,0006$	b =	$0,00185317 \pm 1,4 10^{-8}$
C =	$0,3756 \pm 0,0174$	c =	$0,00874 \pm 6,0 10^{-5}$

TAB. 4.1 – Paramètres obtenus par les ajustements de  $m_{\gamma\gamma}$  et de  $\sigma_{\gamma\gamma}$ .

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{a}{bp_T} + c. \quad (4.7)$$

Les valeurs des différents paramètres se trouvent rassemblées dans le tableau 4.1.

Cette procédure permet de compter le nombre de  $\pi^0$  entre deux intervalles en  $p_T$  successifs.

Le résultat obtenu d’un nombre “brut” de pions pour les déclenchements MB et G3 est visualisé figure 4.15. Ce taux brut doit être alors corrigé pour aboutir à une section efficace invariante. Pour bénéficier des meilleures statistiques à haut  $p_T$  nous avons fait donc appel aux événements acquis avec le déclenchement Gamma3. L’idée est donc de prendre avant une valeur de  $p_T$  de transition le spectre obtenu dans le cas du déclenchement biais minimum (MB) et ensuite, celui obtenu pour un déclenchement à haut  $p_T$  Gamma3 (G3). Afin de relier les deux spectres, il convient tout d’abord de procéder à une normalisation commune des deux taux de production  $\pi^0$  pour MB et G3.

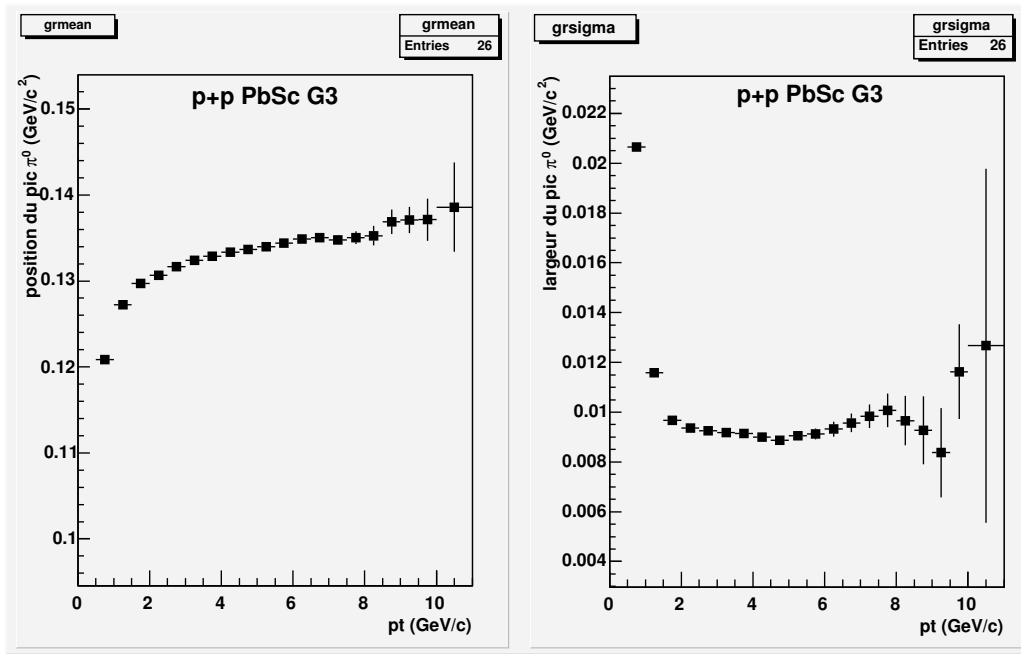


FIG. 4.14 – Évolution du pic (cadre de gauche) et de sa largeur (cadre de droite) caractérisant les pions  $\pi^0$  détectés en fonction de l'impulsion transverse.

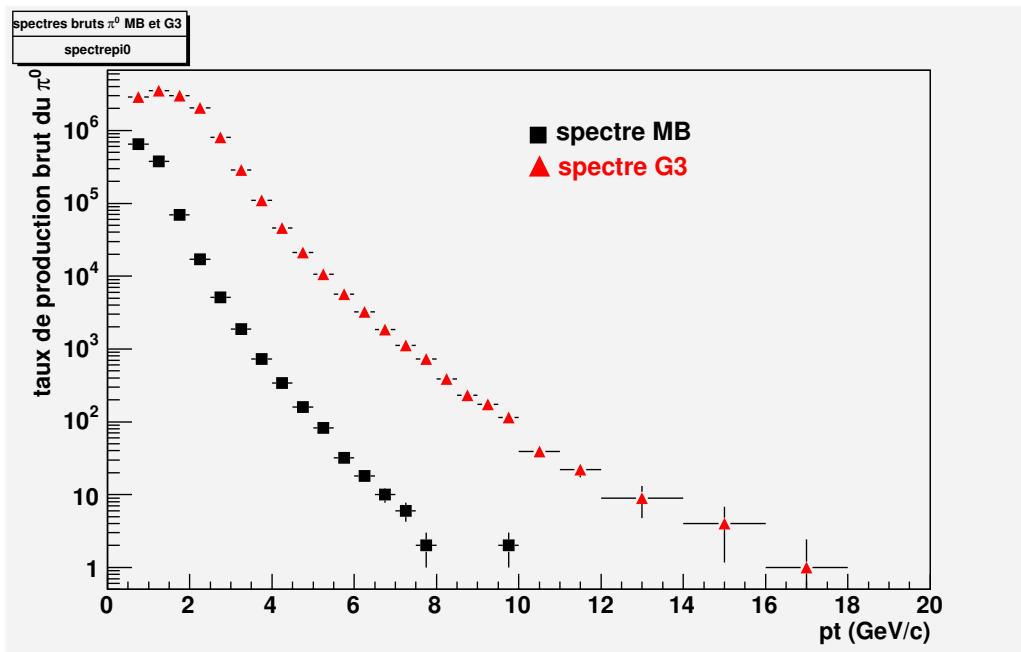


FIG. 4.15 – Spectres bruts MB et G3 en fonction de l'impulsion transverse.

$p_T$ (GeV/c)	valeur du spectre renormalisé MB	erreur absolue MB
0,25	0,6492	0,0001
0,75	0,12834	$8,2 \cdot 10^{-5}$
1,25	0,01438	$2,8 \cdot 10^{-5}$
1,75	0,00266	$1,2 \cdot 10^{-5}$
2,25	0,000642	$5,8 \cdot 10^{-6}$
2,75	0,000190	$3,2 \cdot 10^{-6}$
3,25	$6,71 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$
3,75	$2,90 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$
4,25	$1,19 \cdot 10^{-5}$	$7,95 \cdot 10^{-7}$
4,75	$3,40 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-7}$
5,25	$3,19 \cdot 10^{-6}$	$4,1 \cdot 10^{-7}$
5,75	$1,91 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-7}$
6,25	$4,25 \cdot 10^{-7}$	$1,50 \cdot 10^{-7}$
6,75	$4,25 \cdot 10^{-7}$	$1,50 \cdot 10^{-7}$
7,25	$3,19 \cdot 10^{-7}$	$1,30 \cdot 10^{-7}$
7,75	$4,26 \cdot 10^{-7}$	$1,50 \cdot 10^{-7}$
8,25	$2,12 \cdot 10^{-7}$	$1,06 \cdot 10^{-7}$
8,75	$1,06 \cdot 10^{-7}$	$7,5 \cdot 10^{-8}$

TAB. 4.2 – Valeurs pour différentes impulsions transverses, associées à leurs erreurs relatives et à leurs erreurs absolues pour le déclenchement MB.

### 4.2.3 Renormalisation et jonction des courbes MB et G3

Le seuil en énergie pour le déclenchement G3 ( $\sim 1,5$  GeV) est plus élevé que celui du déclenchement MB, pour favoriser l'obtention de photons de grande impulsion transverse. Également les fichiers analysés pour l'un et l'autre des déclenchements ne sont pas identiques. Pour ramener le spectre obtenu dans le cas G3 à un équivalent biais minimum, nous utilisons un facteur d'échelle  $sf$  (de l'acronyme anglo-saxon pour "scaling factor") disponible dans les bases de données PHENIX. Il est calculé comme la valeur moyenne de l'ensemble des sessions analysées. La valeur du facteur d'échelle est dans notre cas de configuration :

$$sf = 110,538 \quad (4.8)$$

Le spectre de pions G3 est corrigé de l'effet déclenchement par l'efficacité déclenchement G3 qui est montrée figure 4.16. La jonction se fait à une impulsion transverse de transition  $p_{T,trans} = 3,5$  GeV/c. Ce point de transition est choisi en accord avec les erreurs relatives et absolues associées aux deux déclenchements MB et G3 (voir tableau 4.2 et 4.3).

La valeur de l'efficacité déclenchement, étant donné le choix de la zone de transition, est fixée à une valeur constante et égale à :

$$\epsilon_{\pi_0} = 0,98 + 0,00 / - 0,06 \quad (4.9)$$

$p_T$ (GeV/ $c$ )	valeur du spectre renormalisé G3	erreur absolue G3
0,25	0,01327	0,00022
0,75	0,00468	$7,6 \cdot 10^{-5}$
1,25	0,00353	$5,7 \cdot 10^{-5}$
1,75	0,00202	$3,3 \cdot 10^{-5}$
2,25	0,000605	$9,9 \cdot 10^{-6}$
2,75	0,000185	$3,0 \cdot 10^{-6}$
3,25	$6,60 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$
3,75	$2,659 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-7}$
4,25	$1,146 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$
4,75	$5,478 \cdot 10^{-6}$	$9,9 \cdot 10^{-8}$
5,25	$2,833 \cdot 10^{-6}$	$5,5 \cdot 10^{-8}$
5,75	$1,490 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-8}$
6,25	$8,43 \cdot 10^{-7}$	$2,1 \cdot 10^{-8}$
6,75	$5,16 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$
7,25	$3,23 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$
7,75	$2,288 \cdot 10^{-7}$	$9,3 \cdot 10^{-9}$
8,25	$1,329 \cdot 10^{-7}$	$6,9 \cdot 10^{-9}$
8,75	$8,82 \cdot 10^{-8}$	$5,5 \cdot 10^{-9}$
9,25	$5,94 \cdot 10^{-8}$	$4,5 \cdot 10^{-9}$
9,75	$3,64 \cdot 10^{-8}$	$3,5 \cdot 10^{-9}$
10,5	$2,46 \cdot 10^{-8}$	$2,8 \cdot 10^{-9}$
11,5	$1,37 \cdot 10^{-8}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$
13	$6,87 \cdot 10^{-9}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
15	$3,51 \cdot 10^{-9}$	$1,06 \cdot 10^{-9}$
17	$1,12 \cdot 10^{-9}$	$6,0 \cdot 10^{-10}$

TAB. 4.3 – Valeurs pour différentes impulsions transverses, associées à leurs erreurs relatives et à leurs erreurs absolues pour le déclenchement G3.

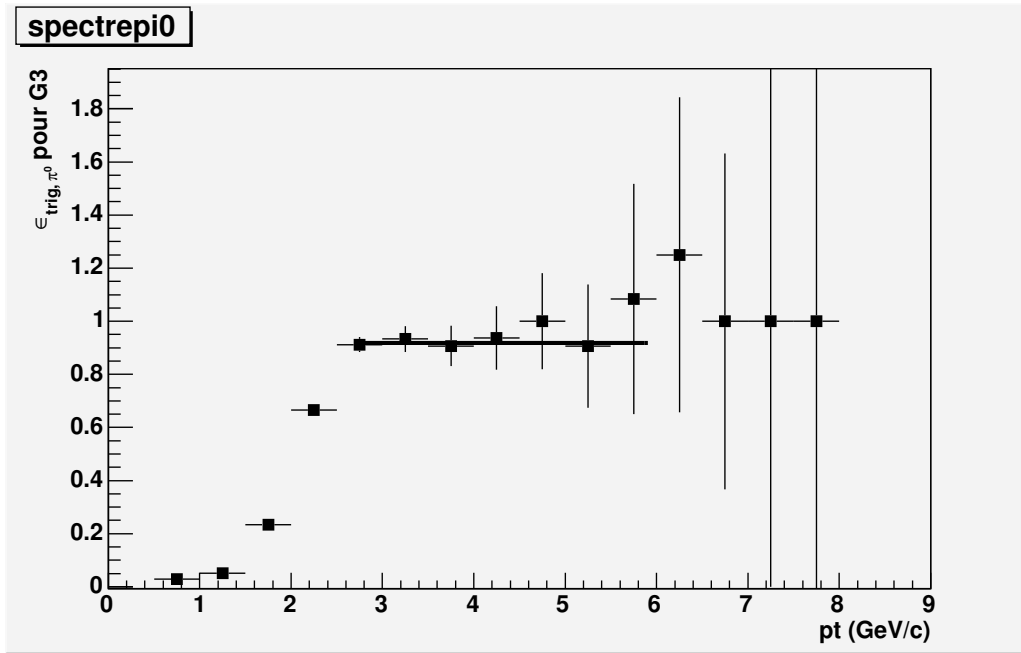


FIG. 4.16 – Efficacité du déclenchement G3 pour les pions neutres.

Pour normaliser à un taux de production par événement, le spectre G3 est divisé par le nombre d'événements G3 analysés (30.836.630) et le spectre MB de même mais avec le nombre d'événements MB (18.831.480). En résumé :

$$\frac{1}{N_{\text{évt}}} \frac{dN_{\text{brut}}}{dp_T} = \begin{cases} \frac{1}{N_{\text{évt}}^{MB}} \frac{dN_{\text{brut}}^{MB}}{dp_T} & \text{pour } p_T < 3,5 \text{ GeV} \\ \frac{1}{N_{\text{évt}}^{G3} \times \epsilon_{\pi^0} \times sf} \frac{dN_{\text{brut}}^{G3}}{dp_T} & \text{pour } p_T > 3,5 \text{ GeV} \end{cases} \quad (4.10)$$

La jonction des deux spectres et leur rapport sont illustrés dans la figure 4.17. Dans la région de transition, entre 2,5 et 4,5 GeV/c, il existe une différence d'environ 14 % entre le spectre G3 ramené à un équivalent biais minimum et le spectre MB. Pour la suite de l'analyse c'est donc un spectre, mixte, issu de ceux obtenus dans les deux conditions de déclenchement G3/MB, qui sera finalement adopté comme base de travail.

Pour passer d'un spectre brut à une section efficace invariante, plusieurs facteurs doivent lui être appliqués. Soit pour les pions neutres [78] :

$$E \frac{d^3\sigma_{\pi^0}}{dp^3} = \frac{\sigma_{BBC}}{2\pi p_T N_{\text{évt}} \epsilon_{\text{reco}}} \frac{1}{a_{\pi^0} \times c_{\text{conv}} \times c_{2\gamma}} \frac{\Delta N_{\text{brut}}^{\pi^0}}{\Delta p_T \Delta y}. \quad (4.11)$$

Le facteur  $c_{2\gamma} = 98,798 \pm 0,032 \%$  est le taux de branchement de la décroissance EM du méson  $\pi^0$  dans le canal  $2\gamma$ . Cette correction provient du fait que dans l'analyse en masse invariante, seule cette décroissance est prise en compte. Les autres corrections, acceptation et efficacité de reconstruction notamment, sont détaillées dans les paragraphes qui suivent.



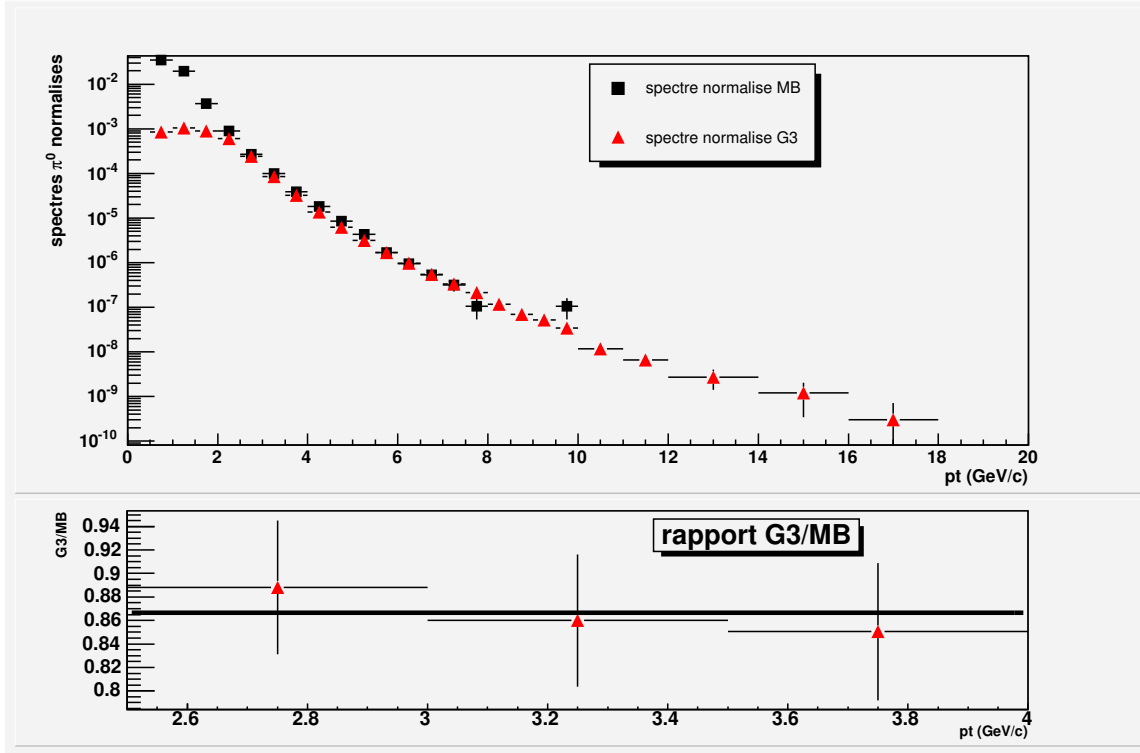


FIG. 4.17 – Spectres bruts renormalisés MB et G3 (en haut), et rapport des deux (en bas), c'est à dire  $G3/MB$ .

#### 4.2.4 Acceptance géométrique et efficacité de reconstruction

L'acceptance géométrique est calculée en utilisant un code de simulation MCR/FMC et de manière itérative afin d'obtenir un résultat stable. Les conditions initiales de simulation sont les suivantes :

- En entrée un spectre blanc de pions neutres est généré entre  $0 < p_T < 20 \text{ GeV}/c$ .
- Pour se ramener à un spectre initial réaliste, le spectre blanc est pondéré par une fonction complexe qui sera explicitée plus loin.
- La distribution en rapidité est uniforme dans un intervalle compris entre  $\pm 0,45$ .
- La couverture azimuthale complète couvre  $\Delta\phi = 2\pi$  et est distribuée uniformément.
- Une distribution en vertex plate est utilisée, avec une coupure  $|z_{vert}| < 30 \text{ cm}$ .

Il est nécessaire d'exécuter au minimum deux fois le code de simulation pour obtenir un résultat d'acceptance stable. En entrée c'est le spectre de  $\pi^0$  ajusté, tenant compte de l'ensemble des corrections qui est utilisé. La difficulté se trouve dans le choix d'ajustement différent aux basses et grandes valeurs d'impulsion transverse.

Le choix a été fait d'ajuster les faibles valeurs et les valeurs élevées de  $p_T$  séparément et de les relier avec une fonction de transition de type Wood Saxon, soit :

- à bas  $p_T$  le spectre est ajusté par une fonction de type Hagedorn :

$$\frac{d\sigma}{p_T dp_T} = \frac{A}{(1 + p_T/p_0)^n} \quad \text{pour } p_T < 3,5 \text{ GeV}/c; \quad (4.12)$$

t (GeV/c)	$3,4 \pm 1.7$
w (GeV/c)	$0,013 \pm 0.003$
$p_0$ (GeV/c)	$0,282 \pm 0.015$
A (mbarn GeV <sup>-2</sup> c <sup>3</sup> )	$3,19255 \cdot 10^6 \pm 916001$
m	$8,45 \pm 0.06$
B (mbarn GeV <sup>-2</sup> c <sup>3</sup> )	$33,5595 \pm 3.7283$
n	8,43
$\chi^2_{réduit}$ Hagedorn	5,81
$\chi^2_{réduit}$ loi de puissance	2,13
$\chi^2_{réduit}$ ajustement total	3,81

TAB. 4.4 – Paramètres de l’ajustement de la section efficace invariante finale du  $\pi^0$  dans les collisions  $p + p$  Campagne III à 200 GeV.

– à haut  $p_T$  le spectre est ajusté par une fonction en loi de puissance :

$$\frac{d\sigma}{p_T dp_T} = \frac{B}{p_T^n}, \quad \text{pour } p_T > 3,5 \text{ GeV}/c; \quad (4.13)$$

– les deux fonctions sont reliées par une fonction de type Wood Saxon :

$$T(p_T) = \frac{1}{1 + \exp(\frac{p_T - t}{w})}; \quad (4.14)$$

– l’ajustement final devient (figure 4.18) :

$$\frac{d\sigma}{p_T dp_T} = T(p_T) \times \frac{A}{(1 + p_T/p_0)^m} + [1 - T(p_T)] \times \frac{B}{p_T^n}. \quad (4.15)$$

L’acceptance géométrique  $a_{\pi^0}$  obtenue est illustrée figure 4.19 (en haut).

L’efficacité de reconstruction prend en compte la résolution imparfaite en énergie et en position du calorimètre électromagnétique, ainsi que l’effet de la sélection sur la forme de gerbe  $\chi^2 < 3,0$ . Dans la simulation Monte Carlo rapide (MCR/FMC) utilisée, l’énergie est dégradée de manière spécifique à chaque secteur (dans notre cas seuls les secteurs PbSc) afin de reproduire les largeurs de pics  $\pi^0$  observés dans les données expérimentales. L’énergie a été dégradée en suivant une fonction gaussienne de largeur [79] donnée par :

$$(\frac{\sigma_E}{E})^2 = (\frac{C_1}{\sqrt{E}})^2 + C_2^2. \quad (4.16)$$

Les coefficients  $C_1$  et  $C_2$  se trouvent tableau 4.5

La résolution en position quant à elle a été prise dans le code MCR/FMC égale à :

$$\sigma_x(0^\circ) = 6,7 \text{ mm}/\sqrt{E} \oplus 1,6 \text{ mm}, \quad (4.17)$$

$$\sigma_x(v) = 28 \text{ mm} \sin(v) \oplus \sigma_x(0^\circ), \quad (4.18)$$

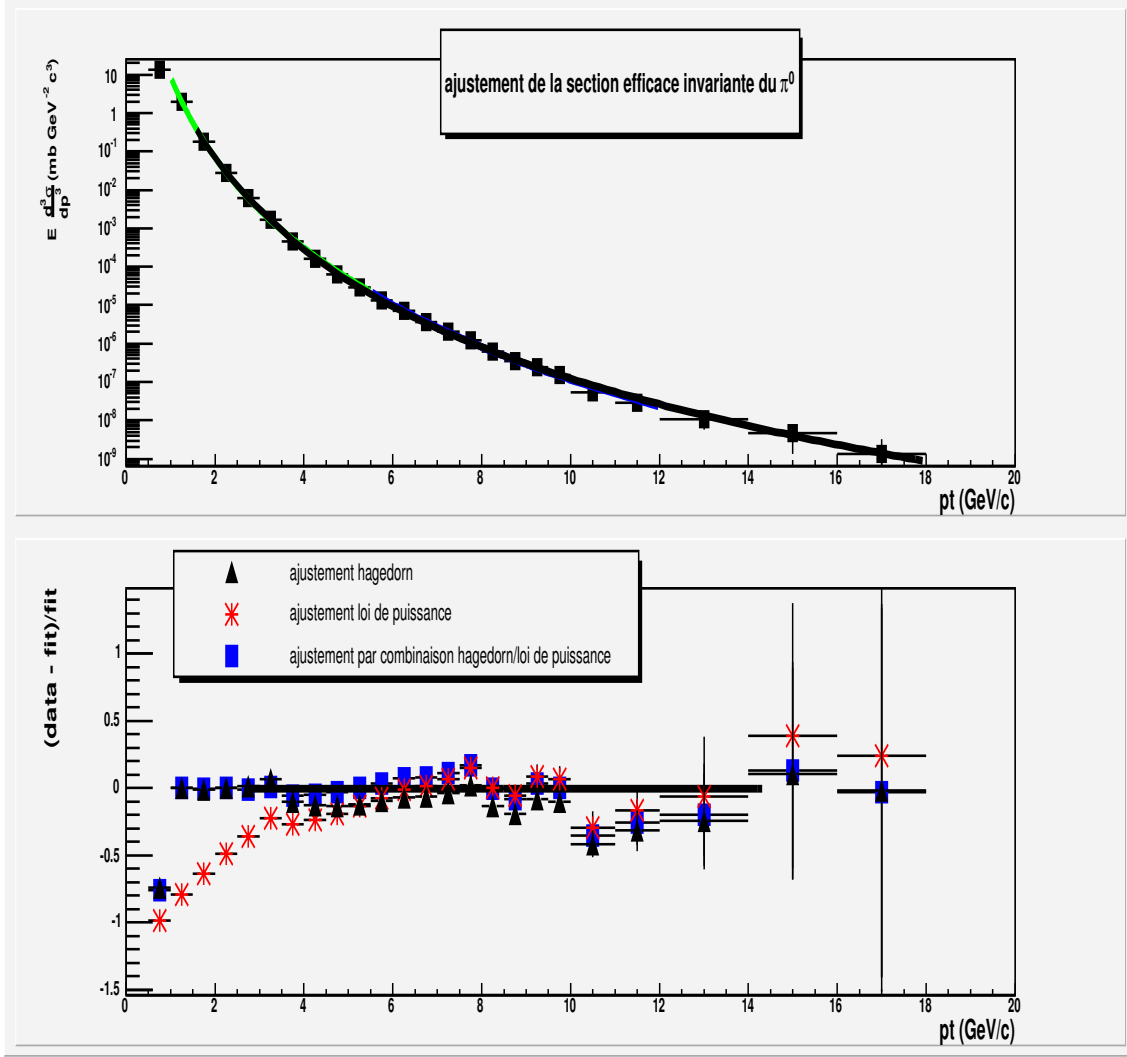


FIG. 4.18 – Déviation des divers ajustements : fonction de type Hagedorn, loi de puissance, et la combinaison des deux par rapport au spectre final  $\pi^0$ .

avec  $v$  l'angle d'incidence de la particule et  $v = 0^\circ$  correspondant au cas où cette trajectoire est perpendiculaire à la surface du détecteur. En tenant compte des différentes résolutions et de la coupure en  $\chi^2$ , la figure 4.19 nous montre le résultat obtenu pour l'efficacité de reconstruction du pion neutre et pour les six secteurs PbSc.

Pour la correction du spectre  $\pi^0$ , est utilisé un ajustement du résultat combiné  $a_{\pi^0} \times \epsilon_{reco}^{\pi^0}$  qui se trouve être de la forme [77] :

$$f_{a_{\pi^0} \times \epsilon_{reco}}(p_T) = (A + B p_T) \times [1 - \exp(C - D p_T)] \quad (4.19)$$

avec les paramètres répertoriés dans le tableau 4.6.

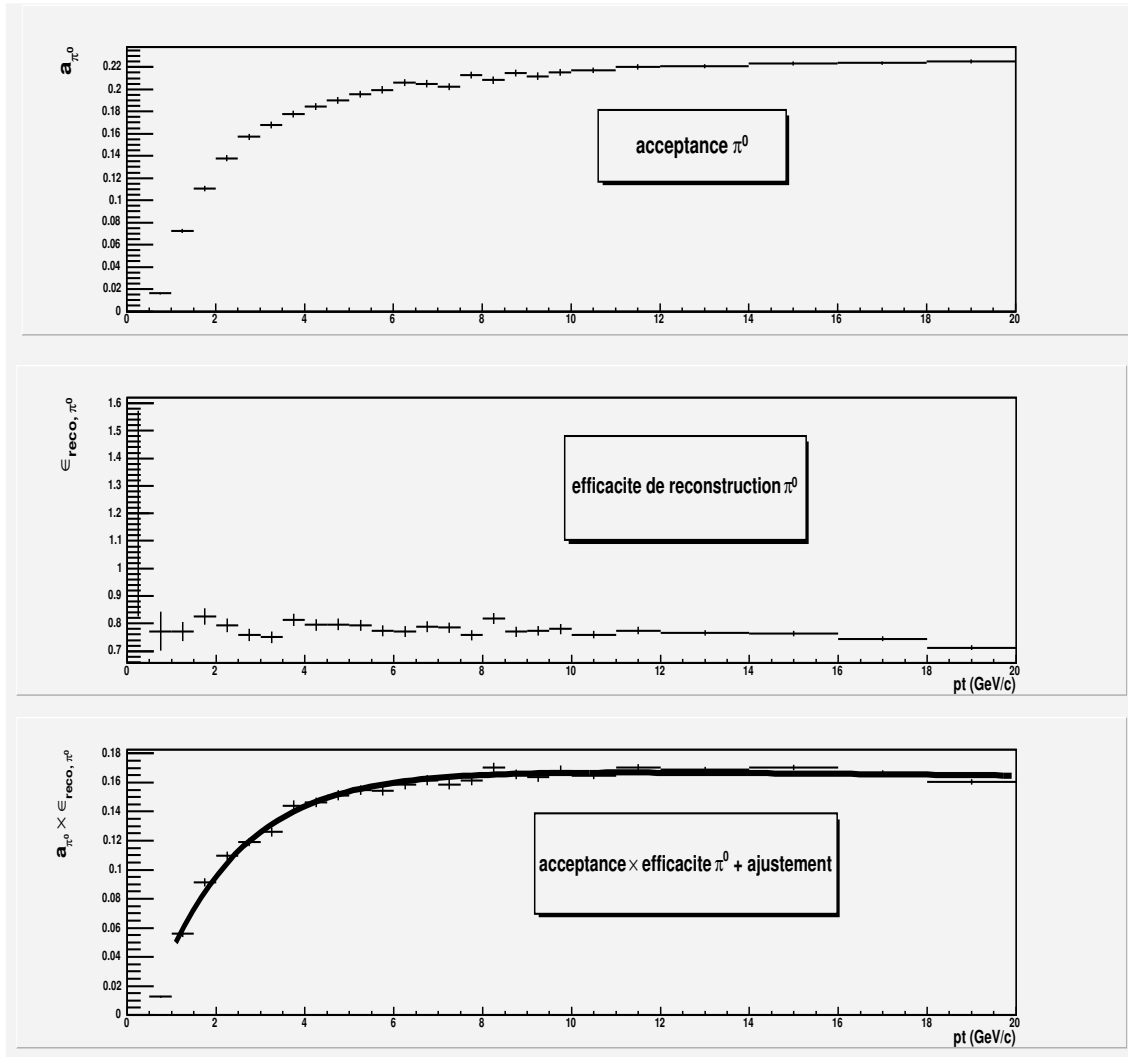


FIG. 4.19 – Acceptance géométrique (haut), efficacité de reconstruction (centre), et multiplication des deux avec ajustement (bas), dans le cas des pions  $\pi^0$ . Seuls les secteurs PbSc sont concernés.

#### 4.2.5 Perte par conversion

La perte par conversion en paires  $e^+e^-$  d'un ou des deux photons de la décroissance du  $\pi^0$  peut s'estimer par [78] :

$$p_{\pi^0, conv} = 2 \times p_{\gamma, conv} \quad (4.20)$$

Le calcul de  $p_{\gamma, conv}$  est détaillé dans la description du calcul du spectre de photons inclusifs. En tout état de cause la valeur de la probabilité de conversion d'un ou de deux photons avant d'arriver au calorimètre électromagnétique (ici les secteurs PbSc) est de :

$$c_{\pi^0, conv} = 1 - 2 \times p_{\gamma, conv} = 1,0 - 0,130 = 0,870 \quad (4.21)$$

Secteur	$C_1$ [%]	$C_2$ [%]
W0	8,5	12,0
W1	8,5	12,0
W2	8,2	7,0
W3	8,2	7,0
E2	8,2	7,0
E3	8,2	7,0

TAB. 4.5 – Paramètres utilisés pour la dégradation de l’énergie de EMCal pour la campagne III  $p + p$ .

A	0.172674
B	-0.000201
C	0.185076
D	0.489786

TAB. 4.6 – Paramètres de l’ajustement de  $a_{\pi^0} \times \epsilon_{reco}$ .

#### 4.2.6 Effet du recouvrement de gerbes, “shower merging”

Cet effet tient compte du cas où 2 photons viennent frapper des tours du calorimètre électromagnétique très proches. Dans cette situation, il apparaît alors une inefficacité pour le détecteur de les différencier. Cet effet de recouvrement des gerbes est pris en compte par une représentation paramétrique illustrée dans la figure (4.20), dont la forme et les valeurs des paramètres sont prises de [80]. C’est la probabilité que 2 photons puissent être séparés par EMCal. Cet effet devient significatif à partir de 10 GeV/ $c$  (cf tableau 4.7).

#### 4.2.7 Biais du déclenchement BBC

Le détecteur BBC permet de sélectionner les événements biais minimum (MB) ce qui induit néanmoins un biais dans l’enregistrement du nombre de particules. Il en résulte que seule une fraction  $f_{\pi^0}$  de l’ensemble du spectre de pions neutres est détectée. La valeur de la fraction  $f_{\pi^0}$  est dictée par l’inefficacité de détection due au déclenchement par BBC. Cette fraction est calculée via les données ERT\_Gamma2 qui n’incluent pas la condition du déclenchement du système BBC. Elle s’obtient en estimant le rapport données ERT\_Gamma2 sur données ERTGamma2 avec la condition de biais minimum (“&BBC-CLL1>1 noVertexCut”), dans les deux cas sans coupure en vertex [79].

Ce rapport est montré figure 4.21 et ajusté par une constante :

$$f_{\pi^0} = 0,76 \pm 0,002 \quad (4.22)$$

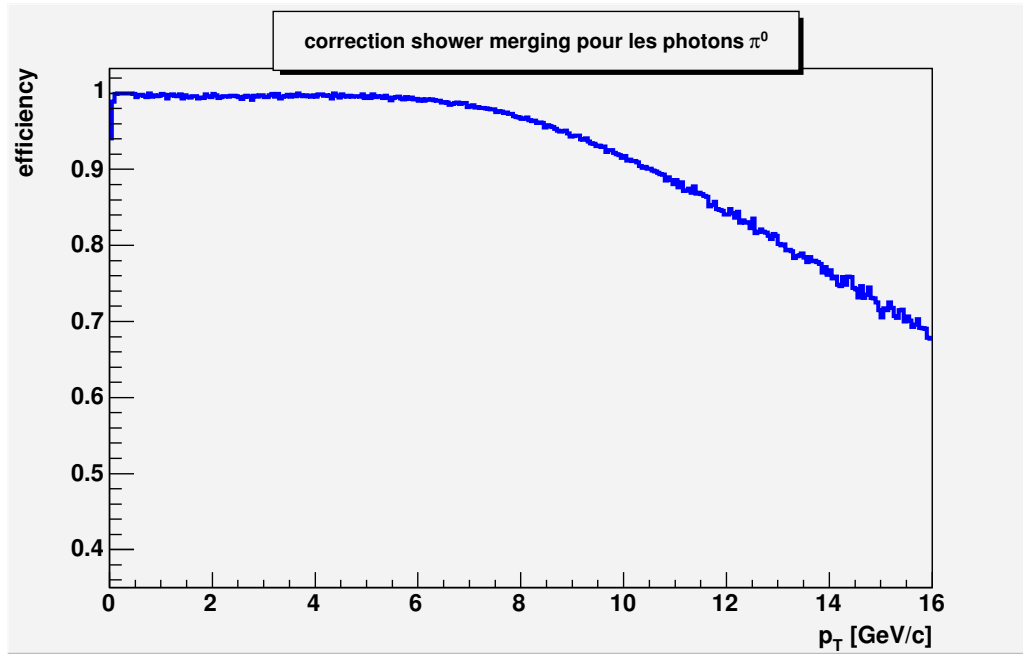


FIG. 4.20 – Probabilité que deux photons soient séparés par le calorimètre EMCAL en fonction du  $p_T$  du  $\pi^0$ .

$p_T$ (GeV/c)	Secteurs PbSc
< 7	1,0
7	0,99
8	0,97
9	0,95
10	0,92
11	0,89
12	0,84
14	0,77
16	0,67

TAB. 4.7 – Efficacité des secteurs PbSc à distinguer deux photons issus de la décroissance EM du  $\pi^0$ .

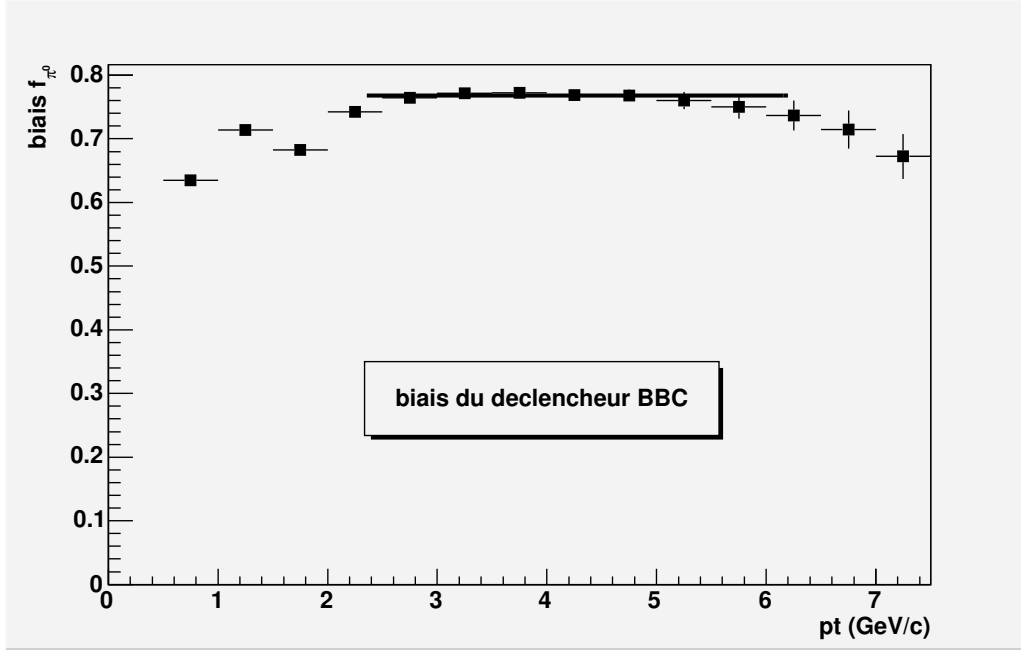


FIG. 4.21 – Biais du déclenchement BBC dans le nombre de  $\pi^0$  détecté.

#### 4.2.8 Section efficace BBC, $\sigma_{BBC}$

La seule section efficace de déclenchement connue est celle du BBC, d'où la raison pour laquelle il faut toujours se référer à des spectres équivalents biais minimum. La valeur de la section efficace BBC prise est celle donnée par la mesure au cours de la Campagne III [81] :

$$\sigma_{BBC} = 23,0 \pm 2,2 \text{ (9,7 \%)} \text{ mb.} \quad (4.23)$$

#### 4.2.9 Décalage d'abscisse du spectre

Pour un spectre en loi de puissance, qui a donc une forte pente, les amplitudes de celui-ci ne doivent pas être placées au centre de deux intervalles consécutifs. Cette forme spécifique implique un positionnement décalé, qui tient compte de la valeur des deux intervalles, en  $p_T$  pour aboutir au vrai centre de gravité.

L'autre alternative est de décaler l'ordonnée du spectre verticalement et d'aboutir à un taux de production réel pour cet intervalle en son centre. C'est cette solution qui est utilisée dans notre analyse [82].

Pour obtenir ce décalage, est utilisé l'ajustement du spectre de  $\pi^0$  donné par l'équation 4.11. Il est possible alors de calculer le rapport entre cette fonction  $f(p_T)$  au centre de chaque intervalle  $p_{T,c}$  et l'amplitude réelle du spectre pour cet intervalle avec une largeur  $\Delta p_T$  :

$$r = \frac{1}{\Delta p_T f(p_{T,c})} \int_{p_{T,c}-\Delta p_T}^{p_{T,c}+\Delta p_T} f(p_T) dp_T \quad (4.24)$$

Le taux de production réel au centre de cet intervalle est donné alors par :

$$\frac{dN_{corr}}{dp_T} = \frac{1}{r} \frac{dN_{non-corr}}{dp_T}. \quad (4.25)$$

En comparant les deux taux de production corrigé et non-corrigé et leur rapport (voir figure 4.22), l'effet du décalage du spectre  $\pi^0$  s'avère faible. Pour des  $p_T < 3,0$  GeV/c il est proche de 5% et pour des  $p_T > 3,0$  GeV/c de l'ordre de 1 %.

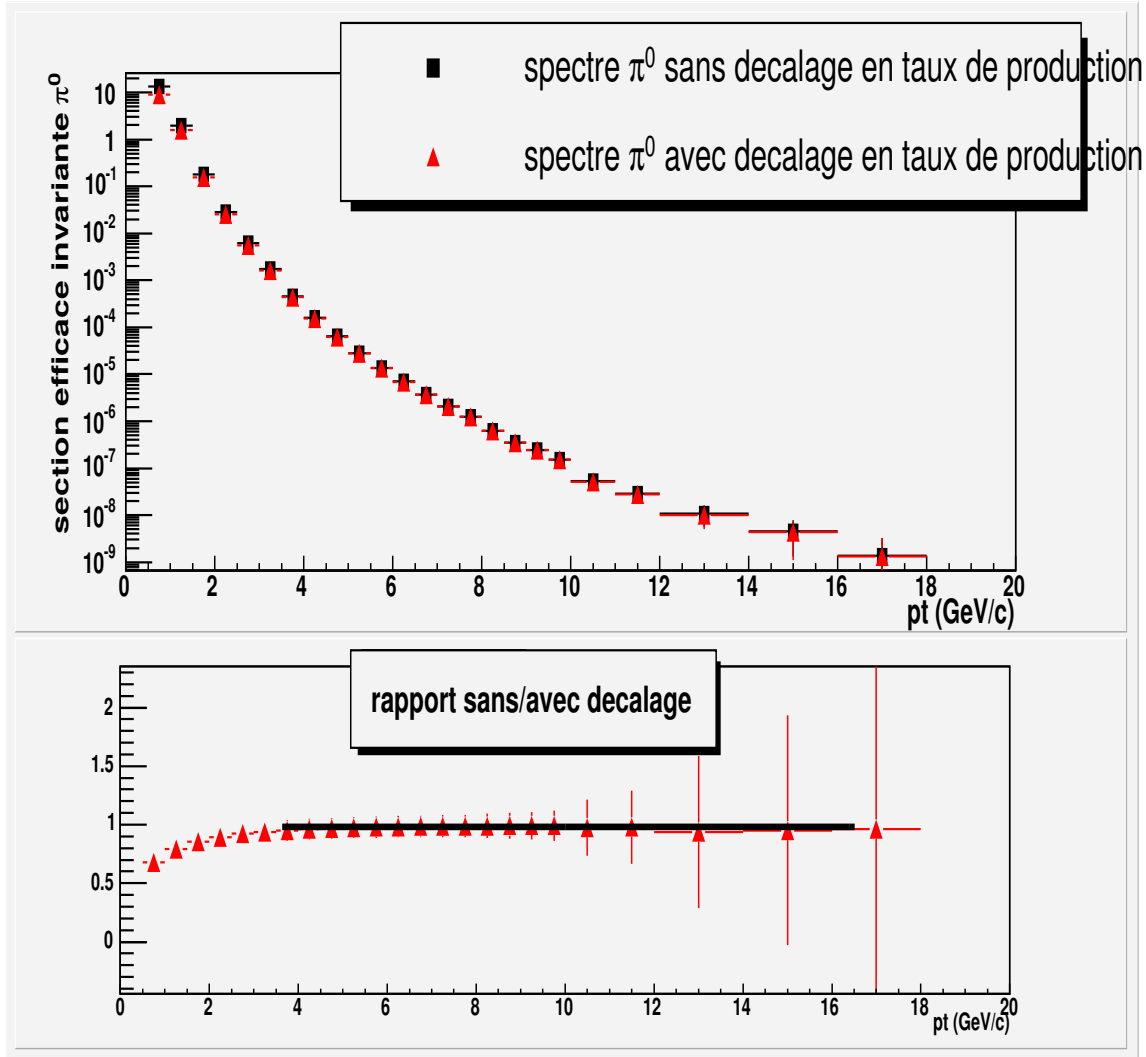


FIG. 4.22 – Section efficace de production du  $\pi^0$  corrigée et non-corrigée (haut) du décalage en abscisse, et le rapport des deux (bas).

Les valeurs de section efficace invariante de production de pions neutres,  $E \frac{d^3\sigma_{\pi^0}}{dp^3}$ , pour différents intervalles en  $p_T$ , dont l'évolution est représentée figure 4.23, et récapitulées dans le tableau 4.8, résultent de l'application de toutes ces corrections.



$p_T$ (GeV/ $c$ )	$E \frac{d^3\sigma_{\pi^0}}{dp_T^3} (mb \text{ GeV}^{-2} c^3)$	erreurs statistiques mb GeV <sup>-2</sup> c <sup>3</sup>
3,75	4,57 10 <sup>-4</sup>	2,9 10 <sup>-5</sup>
4,25	1,6 10 <sup>-4</sup>	1,0 10 <sup>-5</sup>
4,75	6,39 10 <sup>-5</sup>	4,1 10 <sup>-6</sup>
5,25	2,84 10 <sup>-5</sup>	1,8 10 <sup>-6</sup>
5,75	1,36 10 <sup>-5</sup>	8 10 <sup>-7</sup>
6,25	7,01 10 <sup>-6</sup>	4,5 10 <sup>-7</sup>
6,75	3,68 10 <sup>-6</sup>	2,4 10 <sup>-7</sup>
7,25	2,07 10 <sup>-6</sup>	1,4 10 <sup>-7</sup>
7,75	1,24 10 <sup>-6</sup>	8 10 <sup>-8</sup>
8,25	6,23 10 <sup>-7</sup>	4,5 10 <sup>-8</sup>
8,75	3,50 10 <sup>-7</sup>	2,8 10 <sup>-8</sup>
9,25	2,48 10 <sup>-7</sup>	2,1 10 <sup>-8</sup>
9,75	1,54 10 <sup>-7</sup>	1,4 10 <sup>-8</sup>
10,5	5,32 10 <sup>-8</sup>	9,2 10 <sup>-9</sup>
11,5	2,84 10 <sup>-8</sup>	6,3 10 <sup>-9</sup>
13,0	1,08 10 <sup>-8</sup>	5,1 10 <sup>-9</sup>
15,0	4,6 10 <sup>-9</sup>	3,2 10 <sup>-9</sup>
17,0	1,4 10 <sup>-9</sup>	1,9 10 <sup>-9</sup>

TAB. 4.8 – Section efficace invariante de production du  $\pi^0$  pour les secteurs PbSc, pour la Campagne III dans les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV.

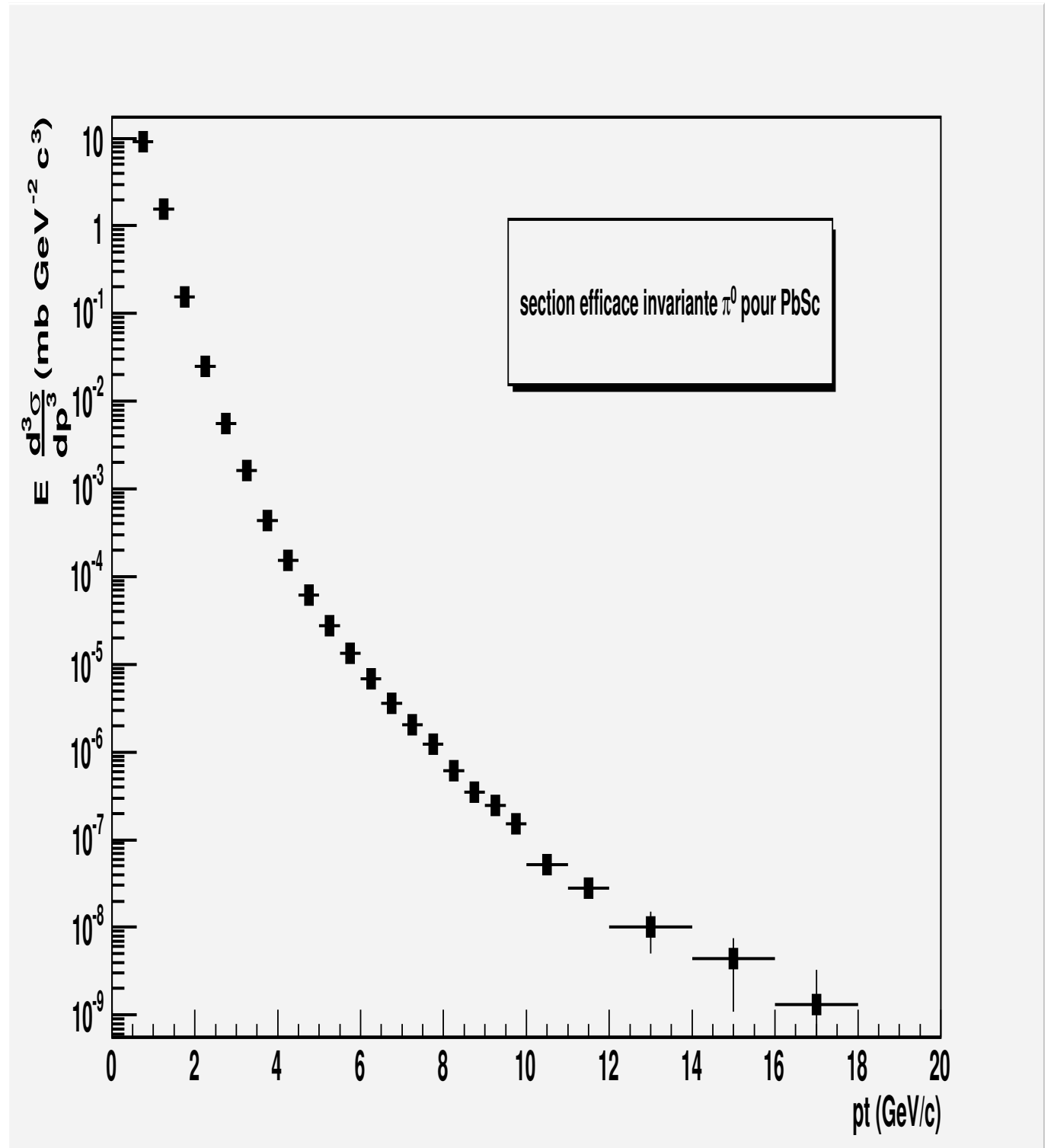


FIG. 4.23 – Section efficace de production du  $\pi^0$  dans les collisions  $p + p$  à 200 GeV pour les secteurs PbSc de EMCAL.

### 4.3 Mesure de la production de photons inclusifs

La méthode pour obtenir le spectre invariant de photons inclusifs est relativement similaire à celle adoptée pour les mésons  $\pi^0$ . Le même code de simulation, et dans les mêmes conditions, est utilisé ainsi que les deux conditions de déclenchement MB et G3. La différence notable est cependant que dans le cas des photons, il n'existe pas de signature significative comme la masse invariante pour les pions  $\pi^0$ . Il en découle que notre spectre total de photons est partiellement contaminé par la contribution d'autres particules qui ont satisfait à la sélection par la forme de gerbe  $\chi^2 < 3,0$  utilisée dans l'analyse. Par conséquent le taux de production invariant de photons s'écrit :

$$E \frac{d^3\sigma_\gamma}{dp^3} = \frac{\sigma_{BBC}}{2\pi p_T N_{\text{évt}}} \frac{(1 - X_{nn}) \times (1 - X_{ch})}{\epsilon_{\text{reco},\gamma} \times a_\gamma \times c_{\text{conv}}} \frac{\Delta N_{\text{brut}}^\gamma}{\Delta p_T \Delta y}. \quad (4.26)$$

Comme pour le spectre  $\pi^0$ ,  $\epsilon_{\text{reco},\gamma}$  est l'efficacité de reconstruction et  $a_\gamma$  est l'acceptance géométrique pour les photons. Le terme  $c_{\text{conv}}$  est ici également la probabilité de conversion de photons en paires  $e^+ e^-$  avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique. Les termes nouveaux ici par rapport à l'équation (4.11) sont la contamination due aux particules chargées  $X_{ch}$  et celle par les particules neutres (neutrons/anti-neutrons)  $X_{nn}$ . Tous les termes sont explicités plus en détails dans les paragraphes qui suivent, à l'exception de la section efficace  $\sigma_{BBC}$ , déjà traitée précédemment (voir 4.2.8).

#### 4.3.1 Renormalisation et jonction des courbes MB et G3

L'objectif est de récupérer le plus de statistique possible à haut  $p_T$ . Pour cela une jonction est faite entre le spectre brut MB et le spectre brut G3 à une valeur d'impulsion transverse de transition  $p_{T,\text{trans}} = 3,5 \text{ GeV}/c$ . Auparavant il est nécessaire de normaliser les deux courbes et notamment de ramener à un équivalent biais minimum le déclenchement G3.

Le même facteur d'échelle que celui pour la jonction du spectre  $\pi^0$  est utilisé :

$$sf = 110,538 \quad (4.27)$$

Le spectre de photons G3 est corrigé de l'effet déclenchement par l'efficacité déclenchement  $\epsilon_{\text{trig},\gamma}$  montrée figure 4.24. La jonction se fait donc à  $p_{T,\text{trans}} = 3,5 \text{ GeV}/c$ , ce qui implique la possibilité de considérer  $\epsilon_{\text{trig},\gamma}$  comme une constante prise égale à :

$$\epsilon_{\text{trig},\gamma} = 0,918 \pm 0,015 \quad (4.28)$$

De même (cf 4.2.3) chacun des spectres MB et G3 est divisé par son nombre d'événements correspondant aux fichiers analysés. Les deux spectres bruts corrigés sont présentés figure 4.25 ainsi que le rapport des deux dans la région de transition. La différence est de l'ordre de 6 % en faisant le rapport des spectres G3/MB. C'est ce spectre mixte qui est utilisé par la suite comme spectre brut  $\frac{1}{N_{\text{évt}}} \frac{\Delta N_{\text{brut}}^\gamma}{\Delta p_T \Delta y}$ . Les termes  $\Delta p_T$  et  $\Delta y$  étant respectivement la largeur du pas en impulsion transverse et le domaine en rapidité couvert par EMCal ( $|y| \leq 0,7$ ).

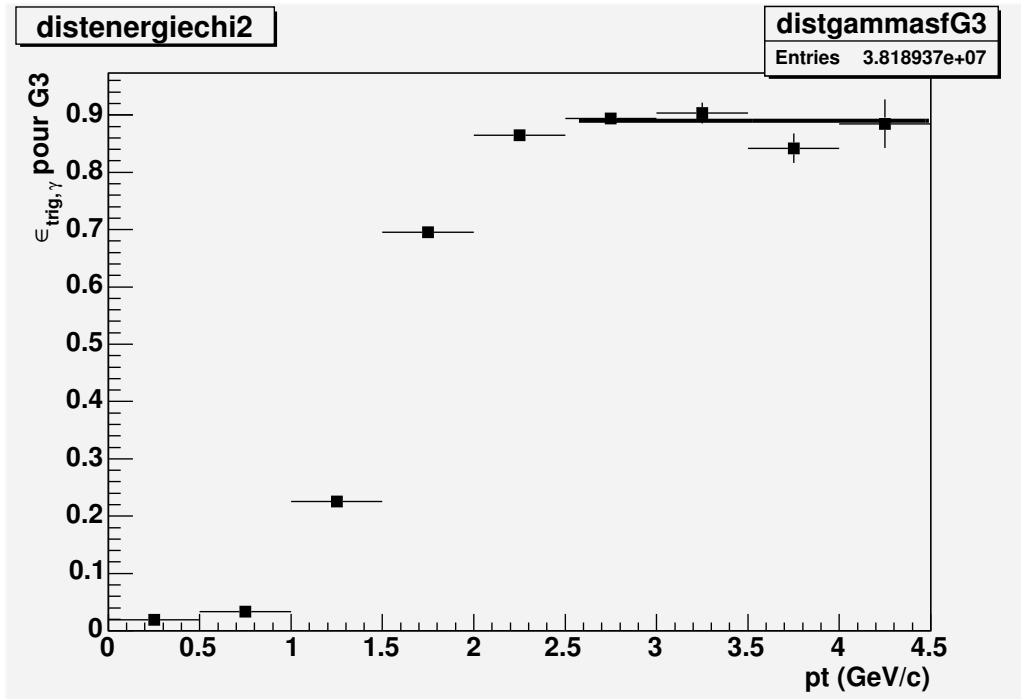


FIG. 4.24 – Efficacité du déclenchement G3 pour les photons.

### 4.3.2 Acceptance et efficacité de reconstruction.

L'acceptance et l'efficacité de reconstruction des photons sont calculées avec l'aide du même code de simulation MCR/FMC que dans le cas des mésons neutres (cf 4.2.4). Les conditions initiales sont rappelées succinctement :

- En entrée une distribution en  $p_T$  uniforme entre  $0 < p_T < 20$  GeV/c ;
- Cette distribution uniforme est pondérée par une fonction qui est une combinaison d'une fonction de type Hagedorn à bas  $p_T$  et d'une loi de puissance à haut  $p_T$ , le tout relié par une fonction de Wood-Saxon (cf 4.2.4).
- la distribution en rapidité est uniforme, centrée autour de zéro dans un intervalle compris entre  $\pm 0, 45$  ;
- une distribution uniforme de l'angle azimuthal qui couvre  $\Delta\phi = 2\pi$  ;
- une distribution en vertex plate, avec  $|z_{vert}| < 30$  cm.

Les résultats concernant l'acceptance, l'efficacité de reconstruction ainsi que la multiplication des deux sont illustrés figure 4.26. Le terme  $a_\gamma \times \epsilon_{reco,\gamma}$  est ajusté à l'aide de la fonction 4.29 dont les valeurs des paramètres sont récapitulées dans le tableau 4.9 :

$$f_{a_\gamma \times \epsilon_{reco,\gamma}}(p_T) = (a + bp_T) \times [1.0 - \exp(c - dp_T)] \quad (4.29)$$

### 4.3.3 Perte par conversion

Le système PC3 permet de distinguer entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques. Il faut par conséquent tenir compte des photons perdus par conversion  $e^+e^-$

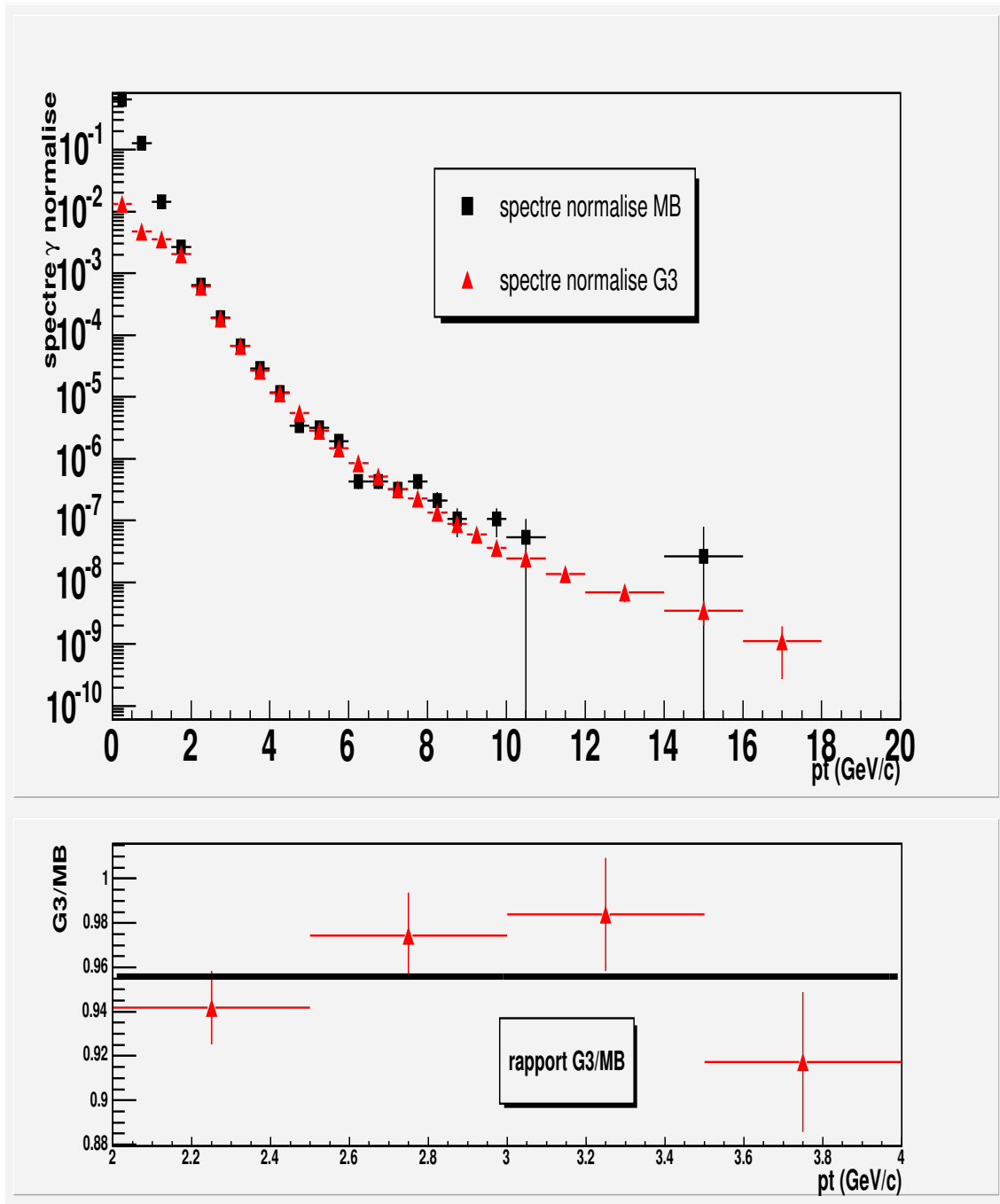


FIG. 4.25 – Spectres bruts renormalisés MB et G3 pour les photons inclusifs (haut) et le rapport des deux (bas).

avant la chambre de type "Pad" et éliminés grâce aux informations qu'elle délivre. Il faut souligner que les photons qui se convertissent en paires  $e^+e^-$  entre PC3 et EMCal ne sont pas pris en compte. Comme la distance entre les deux détecteurs est faible, une paire  $e^+e^-$  ne sera détectée par le calorimètre électromagnétique que comme un seul et même

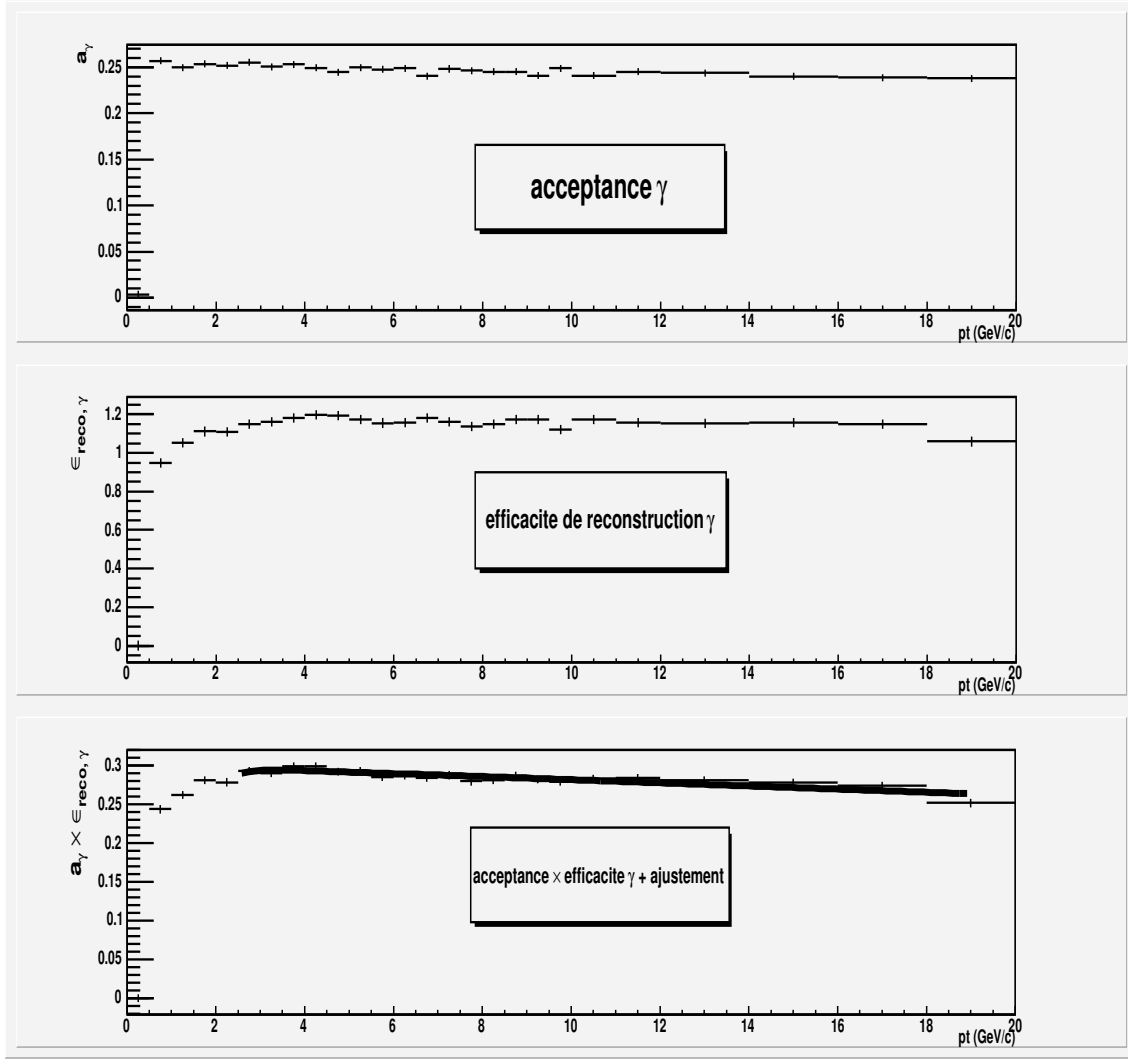


FIG. 4.26 – Acceptance géométrique (haut), efficacité de reconstruction (centre), et multiplication des deux avec ajustement (bas) pour les photons inclusifs. Ces résultats concernent uniquement les secteurs PbSc de EMCal.

a	0,3019
b	-0.002
c	3,034
d	2,6827

TAB. 4.9 – Paramètres de l'ajustement de  $a_\gamma \times \epsilon_{reco,\gamma}$ .

agrégat qui contient la totalité de l'énergie du photon initial.

Cette probabilité de conversion est calculée pour les secteurs PbSc à partir de la formule

	$X/X_0$	$X/X_0$
sous-systèmes EMCal	PbSc Est	PbSc Ouest
tube faisceau, air, DC, MVD	0,013	0,013
PC1	0,012	0,012
RICH	0,021	0,021
PC2	–	0,024
TEC/TRD	0,064	–
air	0,003	0,003
Total	0,113	0,073

TAB. 4.10 – Longueurs de radiation relatives pour les sous-systèmes de EMCal.

	$p_{\gamma,conv}$
PbSc Est	0,084
PbSc Ouest	0,055

TAB. 4.11 – Probabilité de conversion d'un photon entre le vertex et PC3 pour la Campagne III  $p + p$ .

suivante [83] :

$$p_{\gamma,conv} = 1 - \exp\left(-\frac{7}{9} \cdot \sum \frac{X_i}{X_0}\right) \quad (4.30)$$

où  $X_0$  est la longueur de radiation totale existante entre le vertex et le système PC3 et  $X_i$  la longueur de radiation pour chaque sous-système précédant PC3. Le rapport  $X_0/X_i$  pour chaque sous-système est résumé dans le tableau 4.10. [79] :

Les valeurs des probabilités de conversion  $p_{\gamma,conv}$  calculées à l'aide de l'équation (4.30) sont énumérées dans le tableau 4.11 pour PbSc Est et Ouest.

Une moyenne pondérée par le nombre de secteurs PbSc dans chaque bras permet d'aboutir à une probabilité de conversion commune et à la correction correspondante,  $c_{conv,\gamma}$ , soit :

$$p_{\gamma,conv} = 0,065 \Rightarrow c_{\gamma,conv} = 1,0 - p_{\gamma,conv} = 0,035 \quad (4.31)$$

#### 4.3.4 Biais du déclenchement BBC

Le biais induit par le déclenchement BBC, est calculé en considérant uniquement le déclenchement ERT\_Gamma2, seul déclenchement disponible pour la Campagne III, sans la condition additionnelle &BBCLL1 [79].

Le spectre de photons inclusifs étant obtenu sans signature particulière, il en résulte alors un bruit de fond important. Il devient difficile de calculer ce biais BBC à partir directement des spectres de photons. Cependant ce biais étant dû au système matériel BBC et non

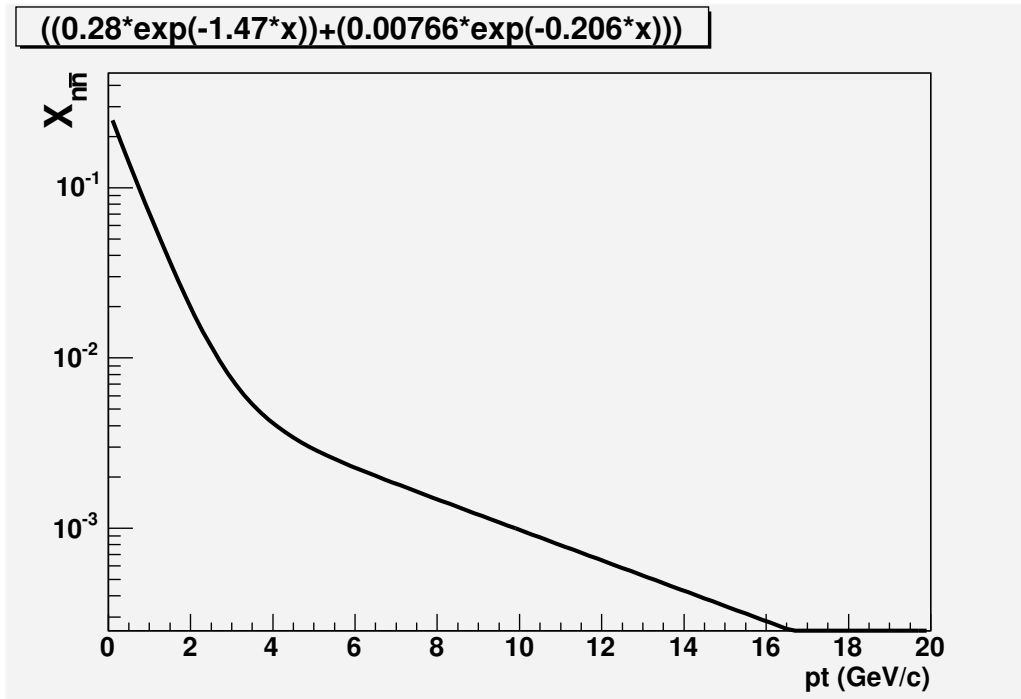


FIG. 4.27 – Représentation paramétrique de la contamination en neutrons/anti-neutrons du spectre de photons inclusifs ( $X_{n\bar{n}} = 1 - f_{n\bar{n}}(p_T)$ ).

pas à la nature de la particule, il est le même pour tous et donc :

$$f_\gamma = f_{\pi^0} = 0,760 \pm 0,002 \quad (4.32)$$

#### 4.3.5 Contamination Neutrons/Anti-Neutrons

Le taux de contamination du spectre de photons inclusifs induite par les neutrons et les anti-neutrons a été déterminé par l'analyse des photons directs dans les collisions  $p + p$  de la Campagne II [78] et en utilisant le code de simulation GEANT [73]. La représentation paramétrique du bruit de neutrons/anti-neutrons, obtenue dans ce contexte (voir figure 4.27) est décrite par l'équation suivante :

$$f_{n\bar{n}}(p_T) = 0,28 \times \exp(-1,47p_T) + 0,00766 \times \exp(-0,206p_T) \quad (4.33)$$

C'est cette représentation qui est appliquée dans notre analyse. L'effet est cependant faible puisqu'il est inférieur à 1 % pour des valeurs  $p_T > 4,0$  GeV/c.

#### 4.3.6 Contamination en particules chargées

Le taux de contamination en particules chargées du spectre inclusif de photons n'a pas été estimé, directement, dans le cadre de cette analyse. La correction  $X_{ch}$  a été prise en suivant la procédure décrite dans la note d'analyse PHENIX [79].

Un ajustement constant d'une valeur de 14% est utilisé au dessus de 3,0 GeV/c pour les secteurs PbSc [78]. C'est cette valeur qui est prise comme correction en particules chargées du spectre de photons final.



$p_T$ (GeV/ $c$ )	$E \frac{d^3\sigma_\gamma}{dp_T^3} mb \text{ GeV}^{-2} c^3$	erreurs statistiques $mb \text{ GeV}^{-2} c^3$
0.25	3.01	0.29
0.75	$6.8 \cdot 10^{-1}$	$0.7 \cdot 10^{-1}$
1.25	$7.6 \cdot 10^{-1}$	$0.7 \cdot 10^{-1}$
1.75	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$
2.25	$5.7 \cdot 10^{-3}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$
2.75	$1.33 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$
3.25	$4.0 \cdot 10^{-4}$	$0.4 \cdot 10^{-4}$
3.75	$1.37 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
4.25	$5.2 \cdot 10^{-5}$	$0.5 \cdot 10^{-5}$
4.75	$2.24 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-6}$
5.25	$1.05 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$
5.75	$5.1 \cdot 10^{-6}$	$0.5 \cdot 10^{-6}$
6.25	$2.65 \cdot 10^{-6}$	$2.7 \cdot 10^{-7}$
6.75	$1.51 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-7}$
7.25	$8.8 \cdot 10^{-7}$	$0.9 \cdot 10^{-7}$
7.75	$5.9 \cdot 10^{-7}$	$0.6 \cdot 10^{-7}$
8.25	$3.21 \cdot 10^{-7}$	$3.5 \cdot 10^{-8}$
8.75	$2.02 \cdot 10^{-7}$	$2.3 \cdot 10^{-8}$
9.25	$1.29 \cdot 10^{-7}$	$1.6 \cdot 10^{-8}$
9.75	$7.53 \cdot 10^{-8}$	$1.0 \cdot 10^{-8}$
10.50	$4.7 \cdot 10^{-8}$	$0.7 \cdot 10^{-8}$
11.50	$2.4 \cdot 10^{-8}$	$0.4 \cdot 10^{-8}$
13.00	$1.09 \cdot 10^{-8}$	$2.6 \cdot 10^{-9}$
15.00	$4.90 \cdot 10^{-9}$	$1.6 \cdot 10^{-9}$
17.00	$1.4 \cdot 10^{-9}$	$0.8 \cdot 10^{-9}$

TAB. 4.12 – Section efficace invariante de production des photons inclusifs pour les secteurs PbSc, pour la Campagne III dans les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV.

### 4.3.7 Spectre final de photons inclusifs

Le spectre final des photons inclusifs a été élaboré en apportant toutes les corrections discutées précédemment et en tenant compte également du décalage induit par la forme spécifique du spectre (voir paragraphe 4.2.9). Il est illustré figure 4.28 dans notre cas d'étude des collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV de la Campagne III.

Le tableau 4.12 récapitule les valeurs de section efficace de production de photons inclusifs et de l'erreur statistique associée, pour différentes impulsions transverses.

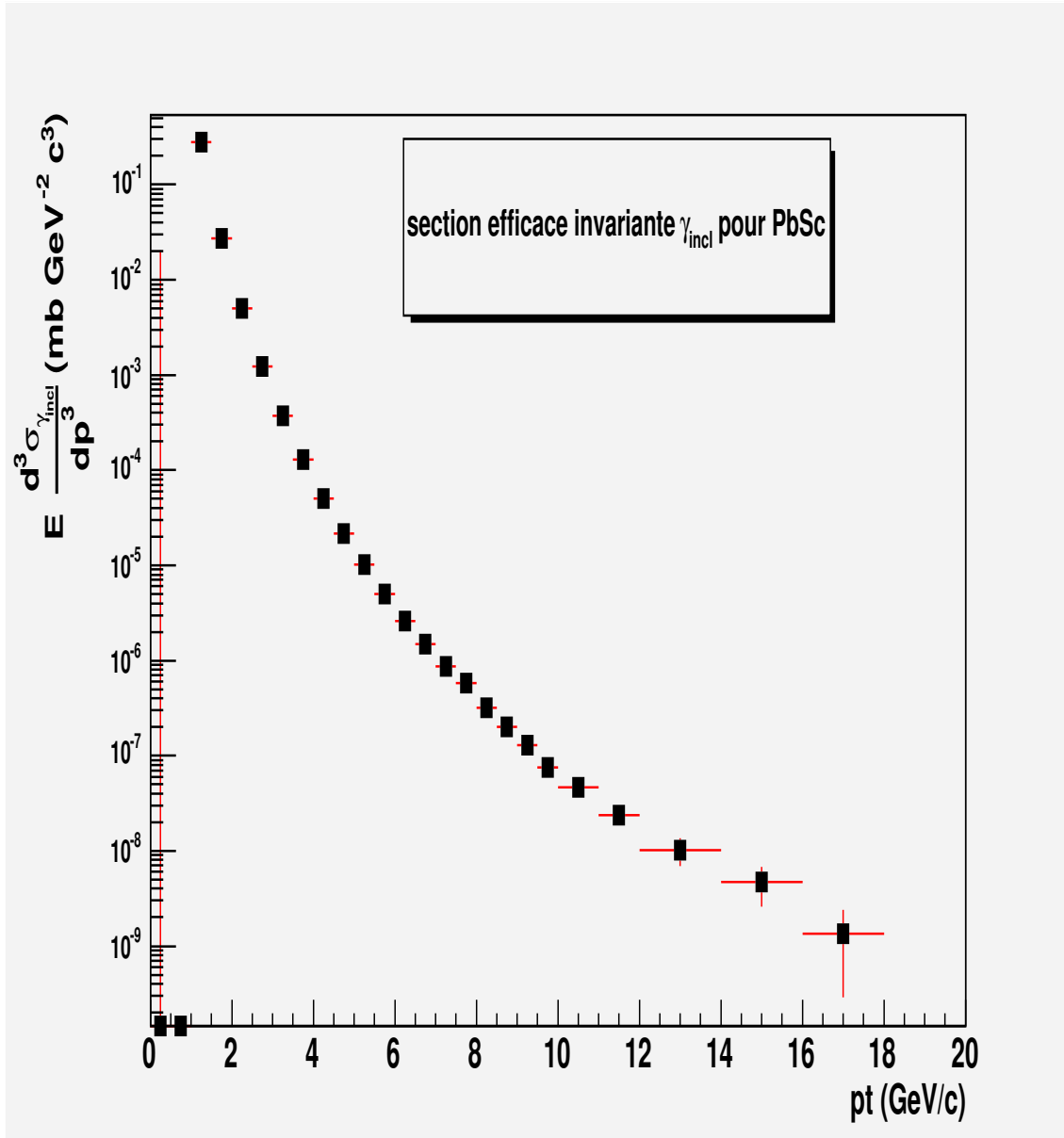


FIG. 4.28 – Section efficace de production des photons inclusifs dans les collisions  $p + p$  à 200 GeV pour les secteurs PbSc.



# Chapitre 5

## Détermination des photons directs

Les étapes successives, nécessaires à la détermination des photons directs, développées dans ce chapitre, sont dans l'ordre :

- L'estimation de la contribution des photons provenant de la décroissance électromagnétique des pions  $\pi^0$ . Pour estimer l'excès  $\epsilon$  à l'aide de l'équation (5.1) explicitée ci-après, il faut calculer tout d'abord le rapport  $R_{\pi^0}$  qui définit le taux de photons qui sont identifiés comme isolés alors qu'ils proviennent en réalité de la désintégration de mésons  $\pi^0$ . Ce rapport est calculé via le code MRC/FMC déjà largement évoqué précédemment et encore détaillé par la suite. Ensuite, il faut extraire le rapport photons candidats/isolés, des données Campagne III  $p + p$  à 200 GeV.
- L'estimation de la contribution due à la décroissance des mésons  $\eta$  avec une description de la méthode pour l'extraire sachant la difficulté de la méthode SICA à être appliquée à des mésons plus lourds que le pion  $\pi^0$ .
- À partir de ces deux contributions et du spectre de photons inclusifs calculé chapitre 4, la détermination du spectre de photons directs.

### 5.1 Estimation de l'excès $\epsilon_{tot}$

#### 5.1.1 Estimation de $\epsilon_{\pi^0}$

Comme précédemment explicité dans le chapitre 3, l'excès  $\epsilon_{\pi^0}$ <sup>1</sup>s'écrit :

$$\epsilon_{\pi^0} = \frac{R_{exp} - R_{\pi^0}}{1 - R_{exp}} \quad (5.1)$$

avec  $R_{exp}$  le rapport entre photons isolés et photons candidats, mesuré expérimentalement et  $R_{\pi^0}$  le rapport entre photons isolés et photons candidats calculé par simulation.

#### Estimation du rapport $R_{\pi^0}$

L'acceptance finie du calorimètre et l'existence de trous qui n'étaient pas opérationnelles lors de la prise de données de la Campagne III  $p + p$  font qu'un certain nombre de

---

<sup>1</sup>Afin d'éviter toute ambiguïté sur le terme  $\epsilon_{\pi^0}$  utilisé, il est rappelé qu'il correspond à l'excès de photons directs par rapport aux photons de décroissance provenant du pion neutre.

photons provenant de la décroissance de  $\pi^0$  sont identifiés comme isolés par SICA. C'est ce que traduit le terme  $R_{\pi^0}$ .

Le code de simulation MCR/FMC utilisé pour estimer ce rapport a déjà été présenté, néanmoins ses caractéristiques sont rappelées, ici, avec quelques précisions supplémentaires :

- En entrée un spectre plat de pions neutres généré entre  $0 \leq p_T \leq 20$  GeV/c. Ce spectre est pondéré par un ajustement pour les faibles valeurs de  $p_T$  par une fonction de type Hagedorn et aux valeurs élevées de  $p_T$  par une loi de puissance, les deux étant reliées par une fonction de Wood-Saxon (voir paragraphe 4.2.4).
- La distribution en rapidité est uniforme et centrée autour de zéro dans un intervalle compris entre  $\pm 0,45$ .
- La couverture azimutale complète couvre  $\Delta\phi = 2\pi$  et est distribuée uniformément.
- Une distribution en vertex, également uniforme, est utilisée avec une coupure  $|z_{vert}| \leq 30$  cm.
- La même carte des tours défectueuses de la Campagne III  $p + p$  est employée pour la simulation
- La méthode SICA a besoin de connaître l'énergie du pion  $\pi^0$  initial. Or pour les données celle-ci n'est pas connue et est donc estimée à partir de l'énergie du photon (voir paragraphe 3.3). Pour la simulation la même approximation est faite.

Pour chaque événement simulé, un méson  $\pi^0$  est tiré à partir du spectre initial et décroît en deux photons dans un domaine de rapidité compris entre  $\pm 0,45$ . Pour se rapprocher des conditions réelles, l'énergie initiale du  $\pi^0$  est estimée à partir de celle du photon sélectionné. L'ouverture  $\theta_{cône}$  du cône créé est calculé en s'appuyant sur l'équation 3.5. La projection de ce cône sur le détecteur permet d'appliquer la première condition SICA. Notre échantillon de photons candidats est ainsi constitué.

La seconde étape, dans le cas où le second photon vérifie toutes les conditions nécessaires (il ne tombe pas dans les zones inactives, il n'est pas en dehors de l'acceptance...), consiste en une vérification en masse invariante. Si la condition en masse invariante est vérifiée ( $m_{\gamma\gamma} \in [0, 10; 0, 16]$  GeV/c), les deux photons sont comptabilisés comme provenant d'un pion. Sinon le photon candidat est considéré comme isolé. L'autre alternative pour que ce photon candidat soit identifié comme photon isolé est qu'il n'a pas de partenaire dans la configuration choisie de recherche. Dans notre cas la recherche du photon partenaire se fait exclusivement dans le même secteur. La figure 5.1 représente la distribution en impulsion transverse des photons candidats et des photons isolés pour différents facteurs d'asymétrie  $\alpha_{max}$  et suivant les conditions de simulation précédemment citées.

La présence d'un seuil aux faibles valeurs de  $p_T$  provient de l'influence de l'acceptance finie du calorimètre. En effet l'ouverture du cône est inversement proportionnelle à l'impulsion transverse (voir paragraphe 3.2) or la restriction à un cône inscrit dans le détecteur pour étiqueter un photon comme photon candidat crée ce seuil. Ce comportement est accentué par la dépendance de l'angle  $\theta_{cône}$  au facteur d'asymétrie  $\alpha_{max}$ . Ce dernier point explique des valeurs de seuil différentes et plus élevées à mesure que  $\alpha_{max}$  augmente. Elles sont de l'ordre de 1 GeV/c pour  $\alpha_{max} = 0,6$  et de l'ordre de 3 GeV/c pour  $\alpha_{max} = 0,9$ .

Le rapport de ces deux spectres, photons isolés sur photons candidats, est donc ce qui a été appelé le rapport  $R_{\pi^0}$  et qui indique la fraction de photons faussement identifiés

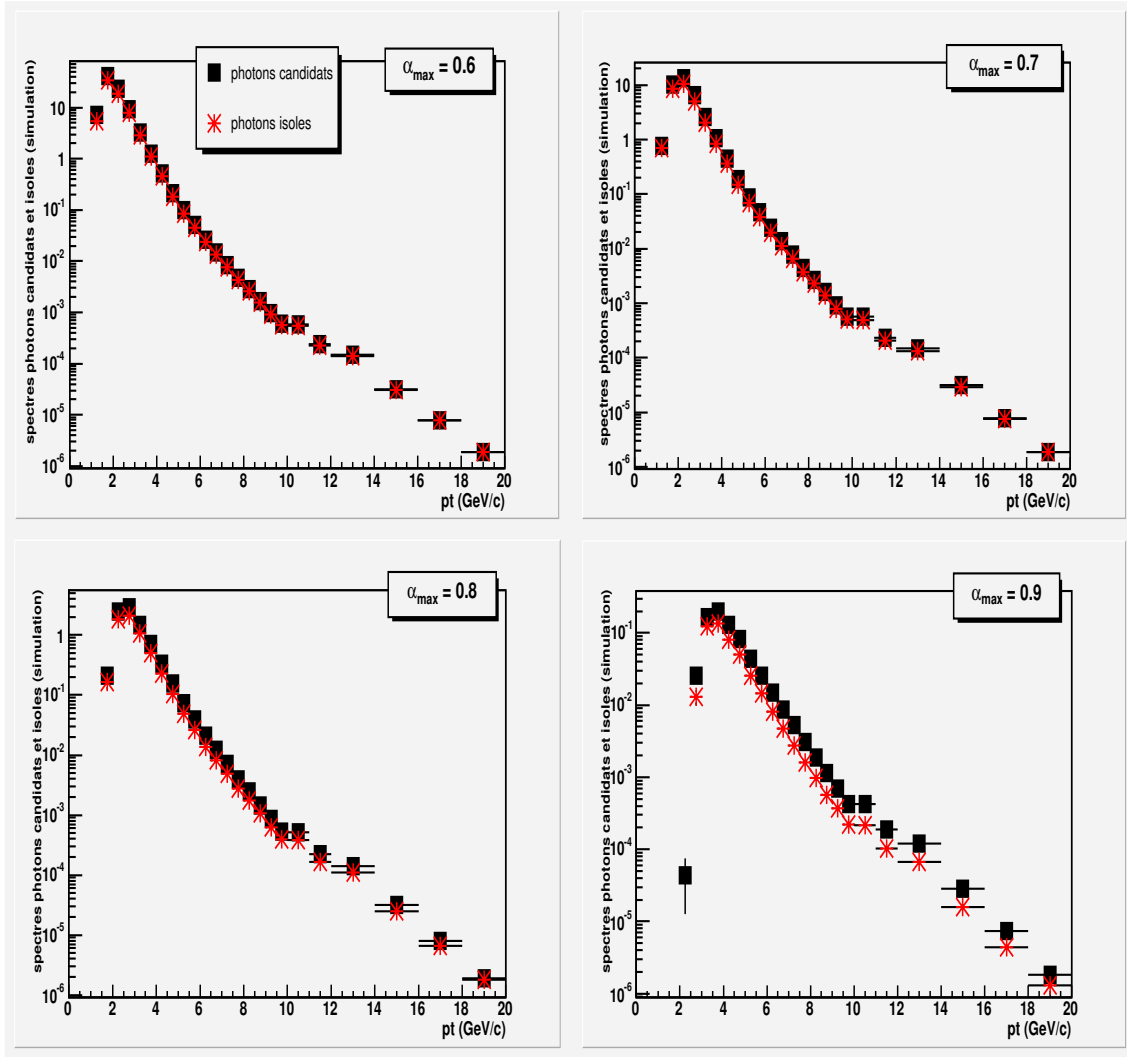


FIG. 5.1 – Spectres (unité arbitraire) des photons candidats (carrés) et des photons isolés (croix) pour différentes coupures en asymétrie avec en entrée du code de simulation MCR/FMC un ajustement du spectre  $\pi^0$  de la Campagne III  $p + p$  à 200 GeV.

comme isolés par SICA. Cette fraction est représentée figure 5.2.

L'évolution de ces rapports pour les différentes valeurs d'asymétrie, présente des caractéristiques identiques à celles existantes dans le cas des spectres respectifs (figure 5.1). Il existe clairement un seuil dont la valeur augmente en fonction de  $\alpha_{\max}$ . Cependant la remontée vers l'unité aux valeurs élevées de l'impulsion transverse n'est qu'un artefact de la simulation, dû à la coupure imposée en asymétrie. Le spectre initial de pions neutres est restreint à un domaine en impulsion transverse  $p_T \leq 20$  GeV/ $c$  ce qui implique pour les photons de grande énergie et à cause de la restriction du facteur d'asymétrie, une diminution de la probabilité de l'associer au second photon.

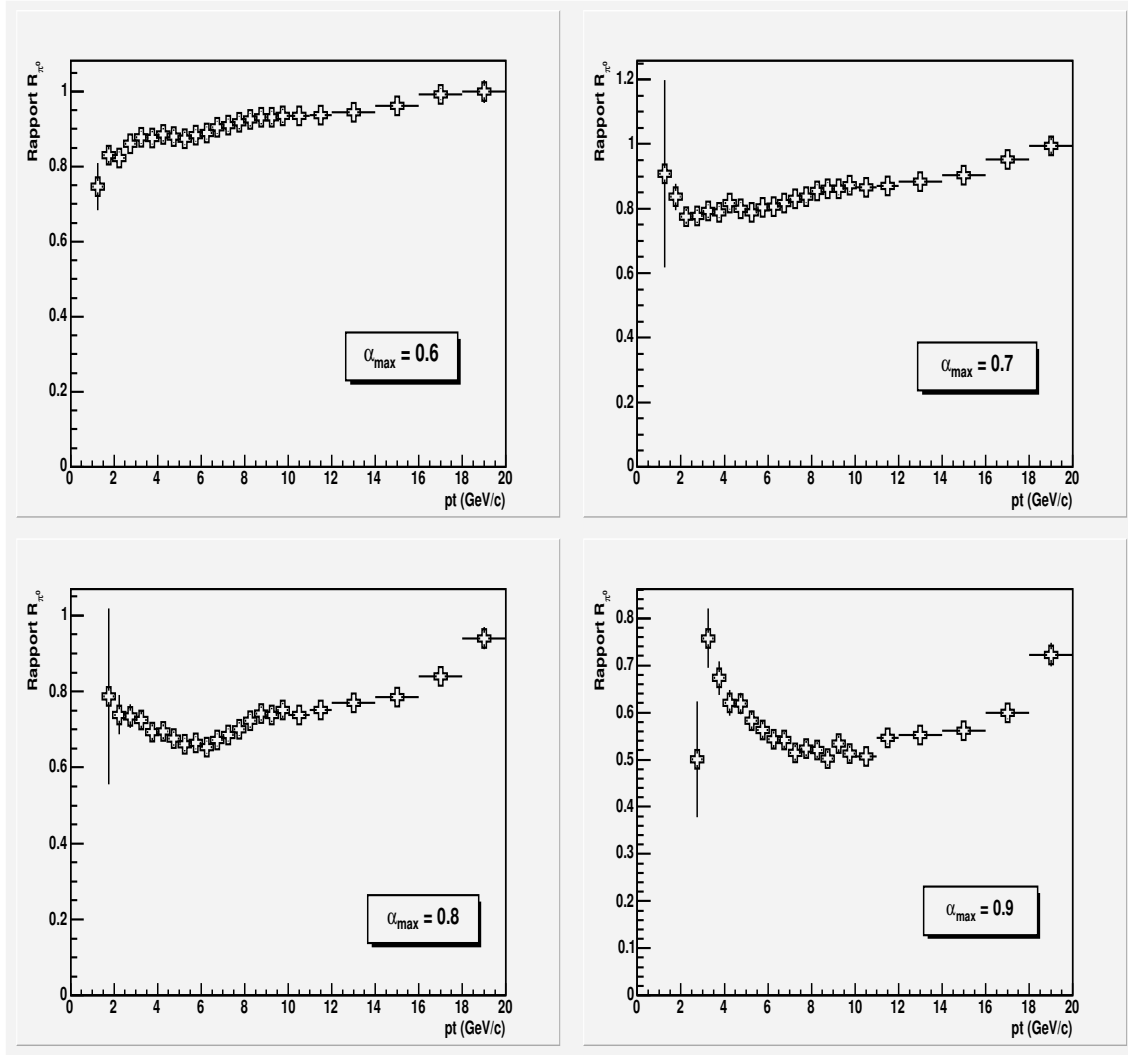


FIG. 5.2 – Rapport des spectres photons isolés sur photons candidats ( $R_{\pi^0}$ ) pour différentes coupures en asymétrie, estimé par la simulation MCR/FMC.

### Estimation du rapport $R_{exp}$

La description de l'analyse des données a déjà été présentée dans le chapitre 4. La méthode SICA s'applique donc aux photons sélectionnés comme tels pour chaque événement. Les spectres de photons candidats et de photons isolés sont montrés figure 5.3 pour différentes valeurs d'asymétrie  $\alpha_{max}$ . L'estimation de l'énergie du pion  $\pi^0$  décroissant en  $2\gamma$  se fait à partir de celle du photon détecté et de la même manière que dans la simulation.

Le seuil aux faibles valeurs d'impulsion transverse est également visible ici, et toujours dû à l'acceptance finie du calorimètre électromagnétique. Cet effet est accentué par l'augmentation de l'ouverture du cône en fonction de la valeur du facteur d'asymétrie. Ce seuil est de l'ordre de 1 GeV/c pour  $\alpha_{max} = 0,6$  et de l'ordre de 3 GeV/c pour  $\alpha_{max} = 0,9$ . Grâce à la statistique obtenue, les différents spectres de photons candidats et isolés s'étendent jusqu'à des valeurs en impulsion transverse  $p_T \geq 16$  GeV/c.

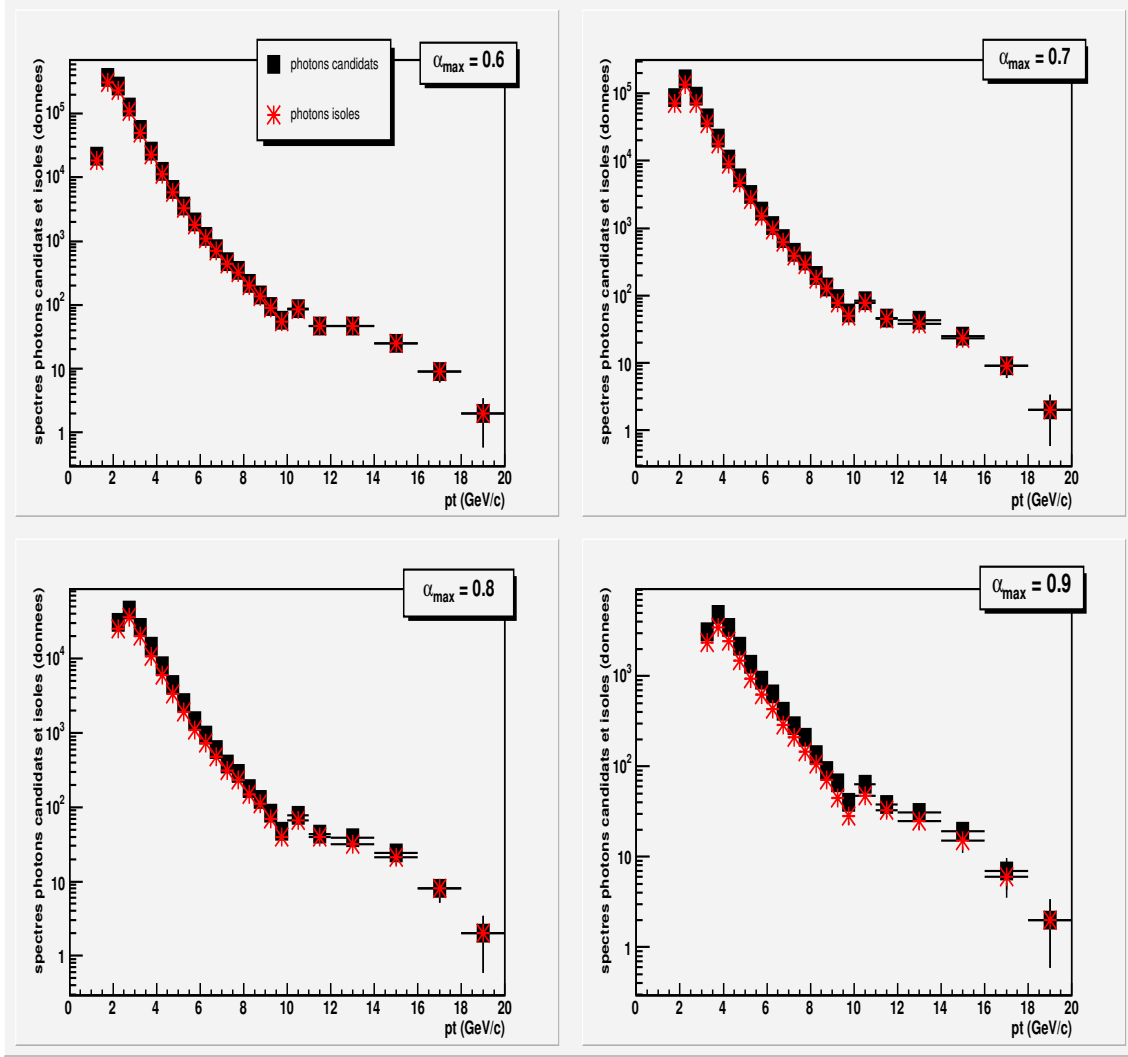


FIG. 5.3 – Spectres des photons candidats (carrés) et des photons isolés (croix) pour différentes coupures en asymétrie pour les données Campagne III  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV.

De la considération du rapport des deux distributions  $R_{exp}$  de la figure 5.4 se remarque d'ores et déjà la difficulté d'extraire cette fraction pour des valeurs de  $p_T \leq 4$  GeV/ $c$  et  $\geq 12$  GeV/ $c$  due à une statistique trop faible.

### Estimation de $\epsilon_{\pi^0}$

Une fois les termes  $R_{\pi^0}$  et  $R_{exp}$  de l'équation (5.1) estimés soit par la simulation soit par l'analyse des données, le calcul de l'excès  $\epsilon_{\pi^0}$  se fait automatiquement. Le résultat de l'excès  $\epsilon_{\pi^0}$  est visualisé figure 5.5. Les barres d'erreur sont statistiques et restent très importantes en dessous de 2, 5 GeV/ $c$  et au dessus de 10 GeV/ $c$  suivant le choix du facteur d'asymétrie  $\alpha_{max}$ . Cependant, le choix arbitraire de ce paramètre ne doit pas changer le résultat final de l'excès  $\epsilon_{\pi^0}$ . Pour les quatres ouvertures d'angle choisies, l'estimation de  $\epsilon_{\pi^0}$  figure 5.5 est la même en tenant compte des erreurs statistiques.



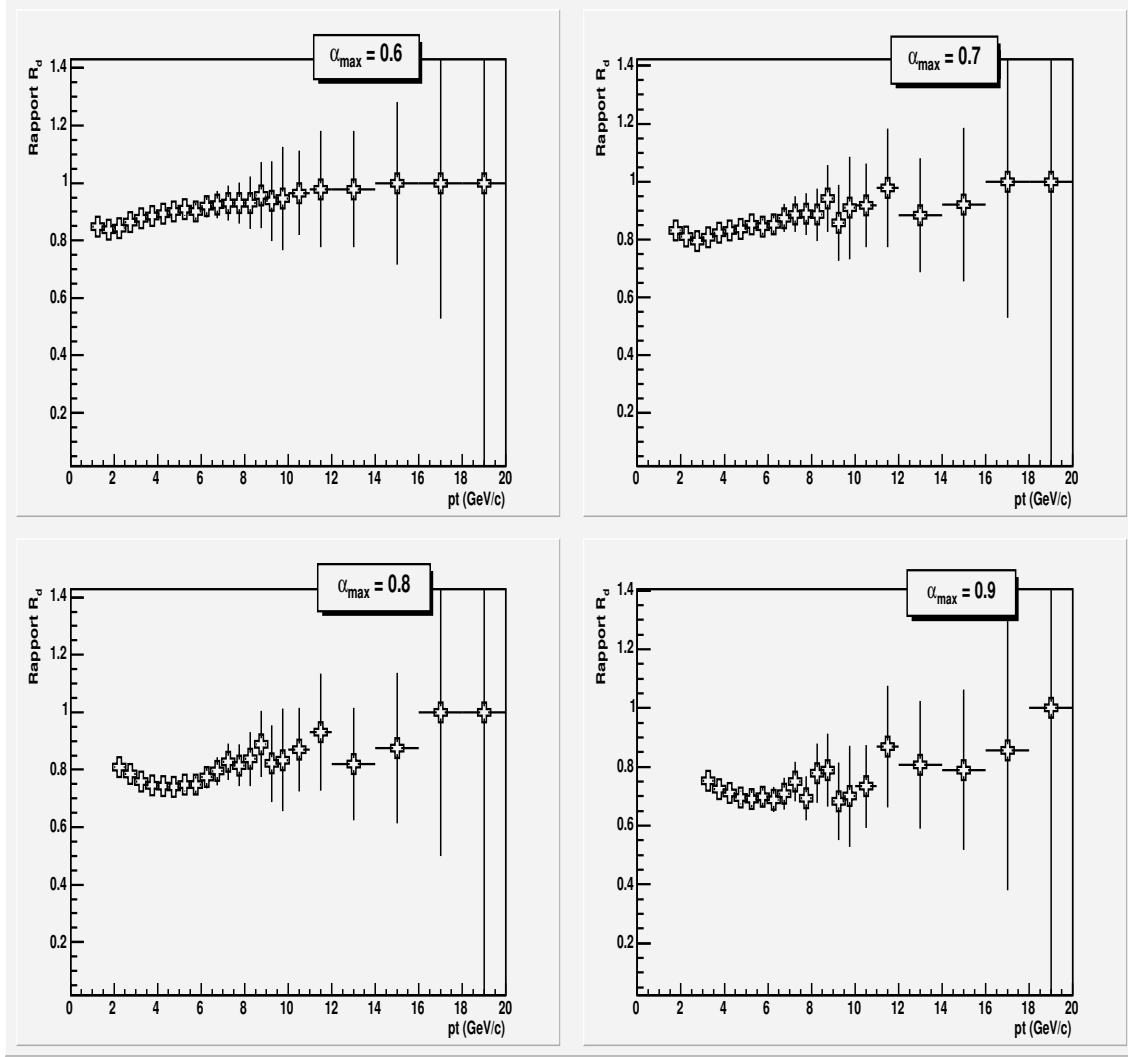


FIG. 5.4 – Rapport des spectres photons isolés sur photons candidats ( $R_{exp}$ ) pour différentes coupures en asymétrie pour les données Campagne III  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV.

### 5.1.2 Estimation de $\epsilon_\eta$

Le calcul du rapport  $\epsilon_{eta}$  correspond à la fraction de photons issus de la décroissance électromagnétique du  $\eta$ . En considérant les limites de la méthode SICA concernant les mésons plus lourds que le pion neutre  $\pi^0$  (voir paragraphe 3.1),  $\epsilon_{eta}$  sera estimé à partir de ce dernier. Pour le spectre en entrée de la simulation du méson  $\eta$ , il sera obtenu en utilisant le facteur d'échelle de masse transverse  $m_T$  appliqué au spectre initial du méson  $\pi^0$ . Il faut également revenir à une situation réelle de simulation et pondérer par le taux de branchement de la décroissance en  $2\gamma$  de ces 2 mésons  $\frac{\sigma_{\eta \rightarrow 2\gamma}(BR)}{\sigma_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma}(BR)}$ . Les valeurs sont prises égales à 0.3943 et 0.98798 [4] respectivement pour le  $\eta$  et le  $\pi^0$ . Il faut également tenir compte du rapport des taux de production de ces deux particules. Sa valeur est égale à 0.48 [81].

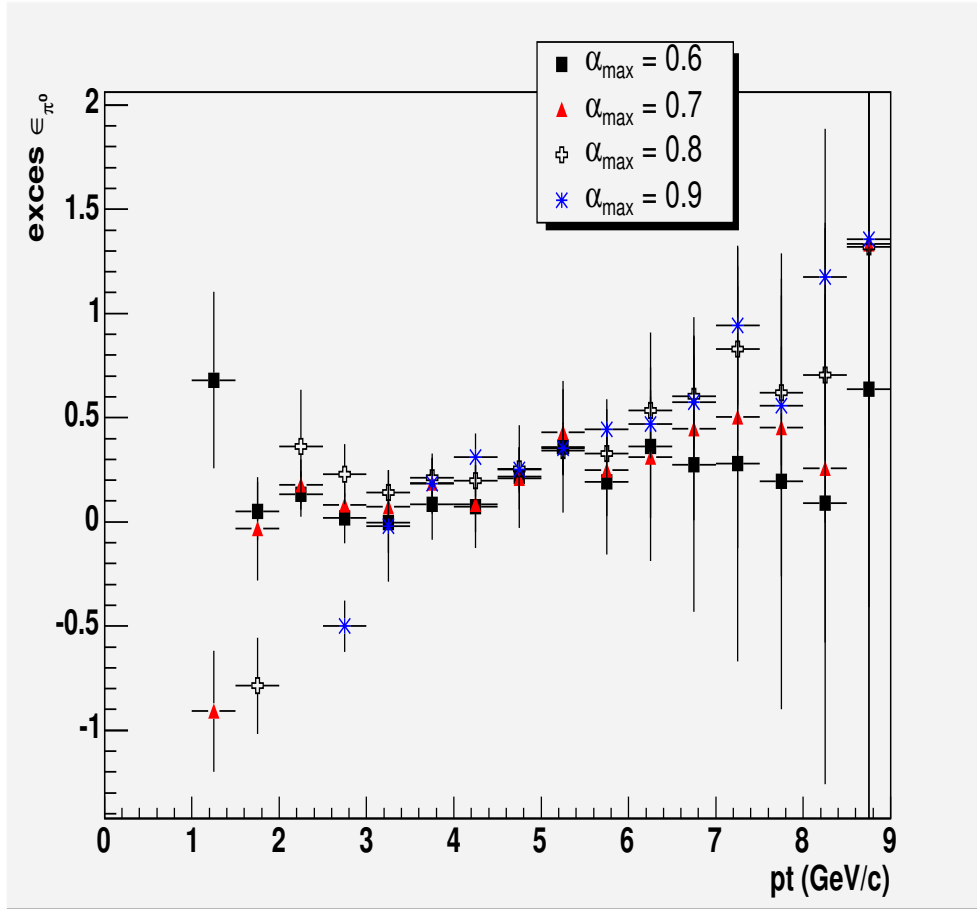


FIG. 5.5 – Excès de photons directs  $\epsilon_{\pi^0}$  calculé via la formule (5.1) pour différentes coupures en asymétrie  $\alpha_{max} \in [0.6; 0.9]$ .

Le résultat est représenté figure 5.6. Pour les valeurs d'impulsion transverse  $< 8 \text{ GeV}/c$  la fraction de photons provenant du méson  $\eta$  par rapport au pion  $\pi^0$  est comprise entre 2 % et 10 %. Au dessus de  $8 \text{ GeV}/c$  la courbe atteint un plateau à la valeur  $\approx 12 \%$ . L'excès  $\epsilon_{eta}$  trouvé est bien indépendant du choix de  $\alpha_{max}$ .

### 5.1.3 Estimation de $\epsilon_{tot}$

Après le calcul de tous les paramètres de l'équation 3.26 fait dans les paragraphes précédents, la figure 5.7 représente l'excès total  $\epsilon_{tot}$  de photons directs. Pour les 4 valeurs d'asymétrie  $\alpha_{max}$ , l'excès  $\epsilon_{tot}$  est le même à l'intérieur des barres d'erreur statistiques. La figure 5.8 montre la même chose mais étalée sur quatre canevas, afin de mieux apprécier les erreurs statistiques.

Dans une gamme en impulsion transverse comprise entre  $[4; 8] \text{ GeV}/c$ , la figure 5.9 représente la valeur moyenne de l'excès  $\epsilon_{tot}$  en fonction du facteur d'asymétrie  $\alpha_{max}$ . La statistique est meilleur pour les valeurs élevées de  $\alpha_{max}$ , malgré le léger décrochage pour  $\alpha_{max} = 0.9$ . Par la suite une valeur moyenne pondérée sera prise pour  $\epsilon_{tot}$  (voir paragraphe

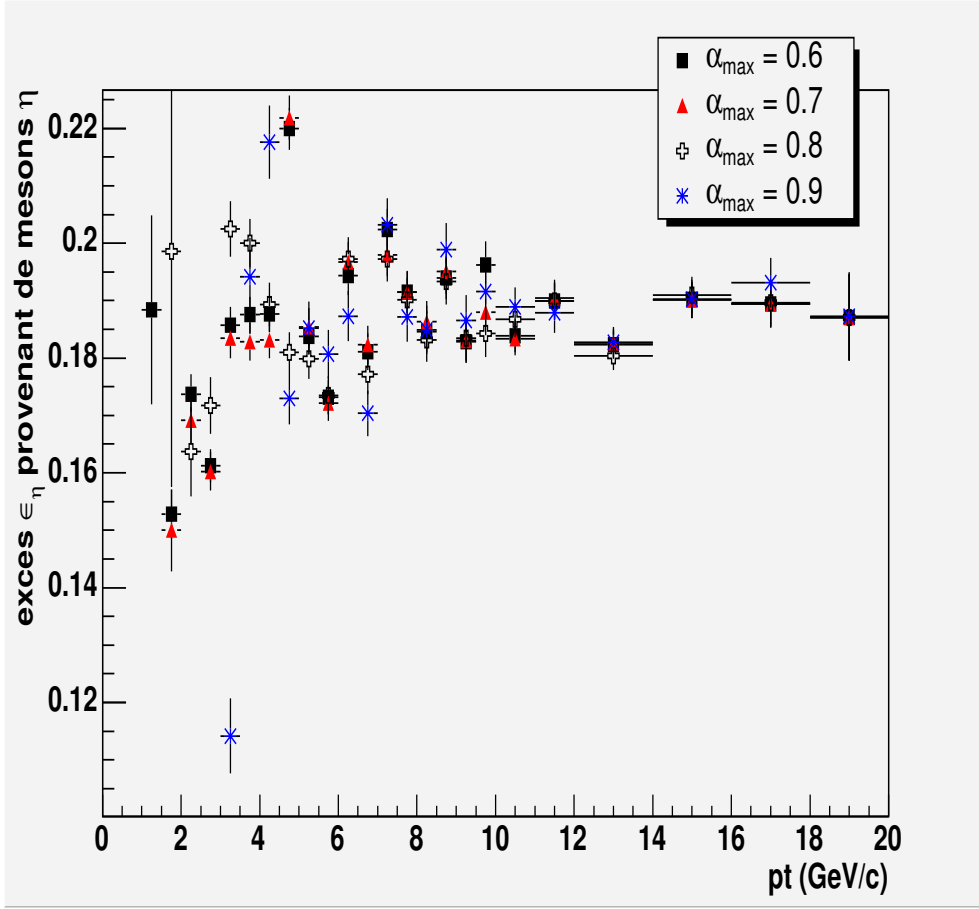


FIG. 5.6 – Fraction  $\epsilon_\eta$  de photons provenant d’une décroissance de mésons  $\eta$  par rapport à ceux provenant de la désintégration de pions  $\pi^0$ , pour différentes coupures en asymétrie  $\alpha_{\max} \in [0, 6; 0, 9]$ .

5.4).

## 5.2 Mesure de la production de photons directs

L’excès  $\epsilon_{tot}$  calculé à l’équation 3.26 correspond donc au rapport entre le nombre de photons directs  $\gamma_{dir}$  sur le nombre de photons issus d’une décroissance électromagnétique d’un hadron  $\gamma_{fond}$  donc :

$$\epsilon_{tot} = \frac{\gamma_{dir}}{\gamma_{fond}} \quad (5.2)$$

Le spectre de photons directs est calculé à partir du spectre de photons inclusifs  $\gamma_{incl}$  (figure 4.30) qui est donc constitué de l’ensemble des photons détectés :

$$\gamma_{incl} = \gamma_{dir} + \gamma_{fond} \quad (5.3)$$

En utilisant l’expression de  $\epsilon_{tot}$  formule 5.2 et la formule 5.3, le spectre de photons

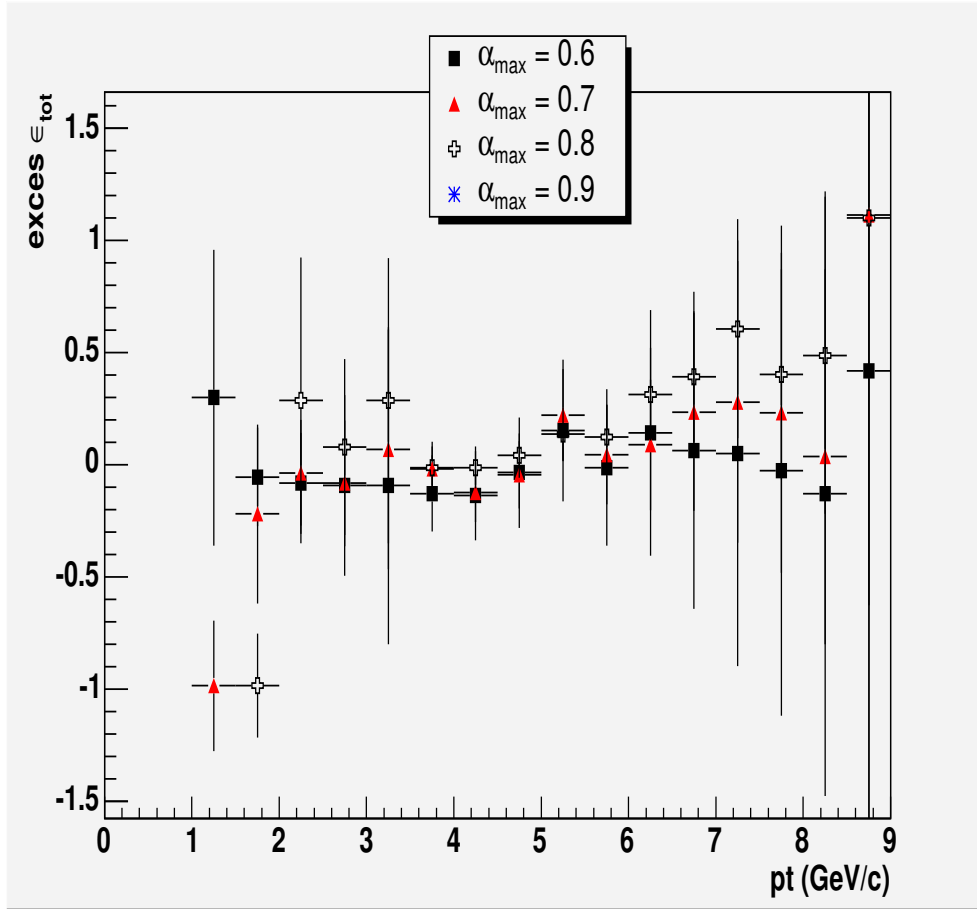


FIG. 5.7 – Excès total de photons directs  $\epsilon_{tot}$  calculé via la formule 3.26 pour différentes coupures en asymétrie  $\alpha_{max} \in [0, 6; 0, 9]$ .

directs peut alors être obtenu à partir des photons inclusifs par :

$$\gamma_{dir} = \frac{\epsilon_{tot}}{\epsilon_{tot} + 1} \times \gamma_{incl} \quad (5.4)$$

La section efficace invariante de production de photons directs dans les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV, calculée à partir de l'équation 5.4, et pour une coupures en asymétrie  $\alpha_{max} = 0.9$  est montrée figure 5.10. Ce cas correspond à celui où la statistique est la meilleure.

### 5.3 Présentation d'autres méthodes

D'autres méthodes ont déjà été utilisées par la collaboration PHENIX pour extraire un spectre invariant de photons directs. La difficulté provient essentiellement du fait que la majeure partie des photons sont ceux de la décroissance électromagnétique de hadrons. Dans la référence [81], deux analyses particulières sont mises en exergue, celle par étiquetage  $\pi^0$  et celle par soustraction (respectivement “ $\pi^0$  tagging method” et “cocktail

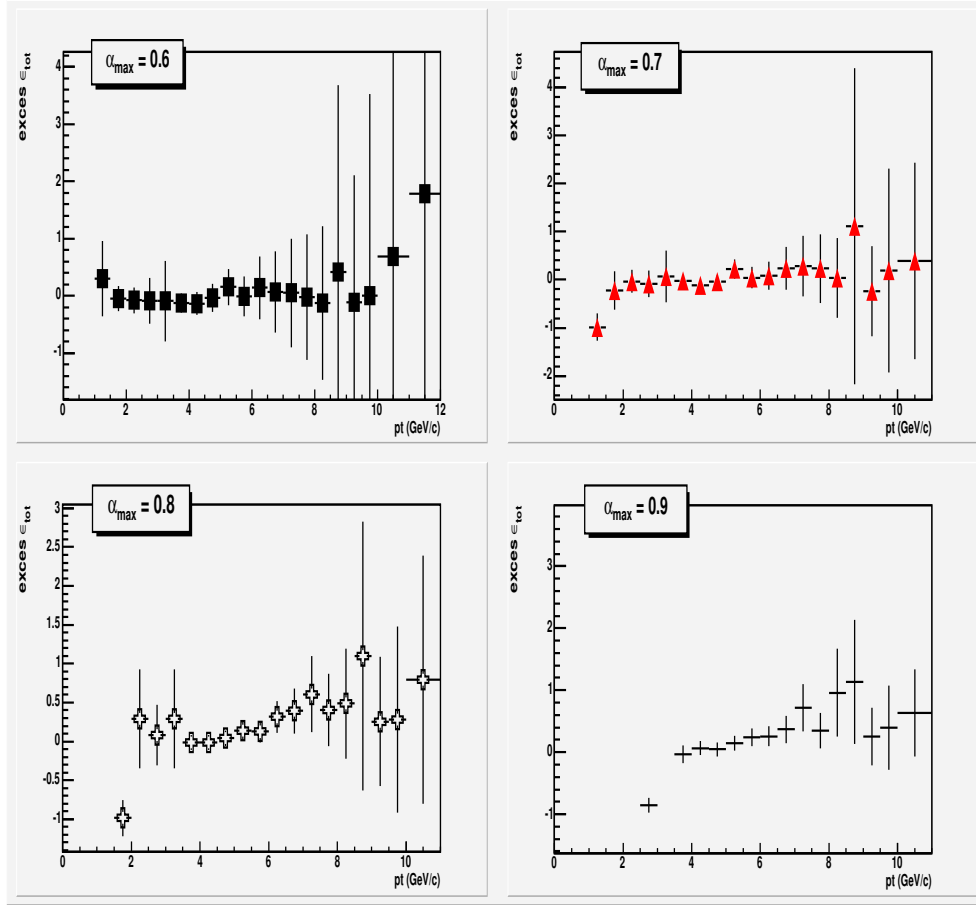


FIG. 5.8 – Excès total de photons directs  $\epsilon_{tot}$  calculé via la formule 3.26 pour chaque coupure en asymétrie  $\alpha_{max} \in [0, 6; 0, 9]$ .

soustraction method”, en anglais).

La première, la méthode par étiquetage  $\pi^0$  consiste à faire une vérification en masse invariante entre un premier photon (photon candidat), qui doit être détecté dans une zone fiduciaire consistant à exclure 10 tours des coins EMCAL, et un deuxième photon cherché dans la totalité du détecteur. Le résultat doit se situer alors dans une fenêtre en masse invariante comprise entre 105 et 165  $\text{MeV}/c^2$  pour que ces deux photons soient comptés comme provenant d’une décroissance électromagnétique du  $\pi^0$ . Le spectre de photons directs est alors estimé à partir du spectre de photons inclusifs auquel est soustrait le spectre des photons de décroissance. L’équation s’écrit alors :

$$\gamma_{dir} = \gamma_{incl} - (1 + \delta_{h/\pi^0}^\gamma) \times (1 + R_{\pi^0}^{miss}) \gamma_{\pi^0} \quad (5.5)$$

avec  $R_{\pi^0}^{miss}$  qui est la correction à apporter pour tenir compte des paires de photons non reconstruites et qui provenaient d’un  $\pi^0$ , ce rapport est estimé par simulation rapide FMC. Le terme  $\delta_{h/\pi^0}^\gamma$  représente la fraction de photons qui sont issus d’autres hadrons que le  $\pi^0$ .

Dans la méthode par soustraction, le spectre de photons de décroissance est tiré du spectre

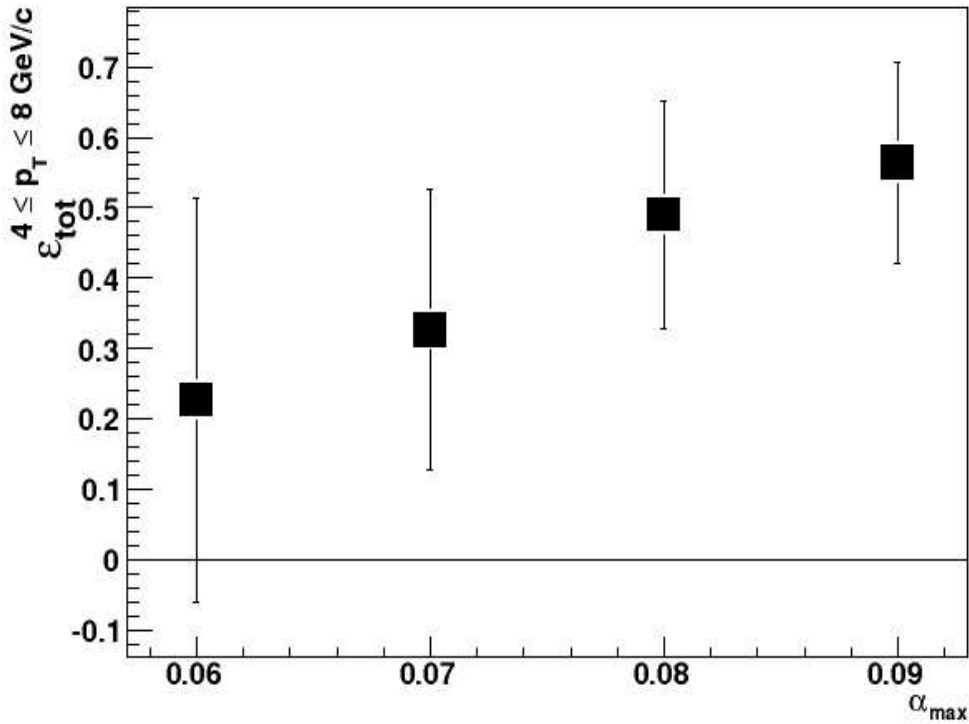


FIG. 5.9 – Excès total en fonction de alphamax.

de  $\pi^0$  mesuré par PHENIX et en utilisant le facteur d'échelle  $m_T$  scaling pour estimer les autres contributions hadroniques. Un double rapport  $R_\gamma$ , afin de diminuer les erreurs systématiques, permet le calcul de l'excès de photons directs :

$$R_\gamma = \frac{(\gamma/\pi^0)^{data}}{(\gamma/\pi^0)^{sim}} \quad (5.6)$$

$R_\gamma > 1$  signifie un excès de photons directs. Le spectre de photons se calcule comme :

$$\gamma_{dir} = (1 - R_\gamma^{-1})\gamma_{incl} \quad (5.7)$$

Les deux méthodes donnent le même résultat [81], en tenant compte des barres d'erreurs, pour la section efficace invariante de production de photons directs dans les collisions  $p+p$  à 200 GeV. La figure 5.11 montre cette section efficace publiée toujours dans la même référence [81] et comparée à divers calculs théoriques pQCD.

Dès lors l'analyse SICA permet une vérification supplémentaire et différente des résultats équivalents fournis par les deux méthodes présentées succinctement plus haut. D'autant plus que SICA semble présenter quelques avantages.

- La méthode d'analyse SICA dans le principe est très proche de la méthode par étiquetage  $\pi^0$ . Une zone fiduciaire dans les deux cas est définie, où est sélectionné un échantillon de photons dits "candidats". Ensuite une vérification en masse invariante est appliquée pour différencier ceux qui proviennent d'une décroissance

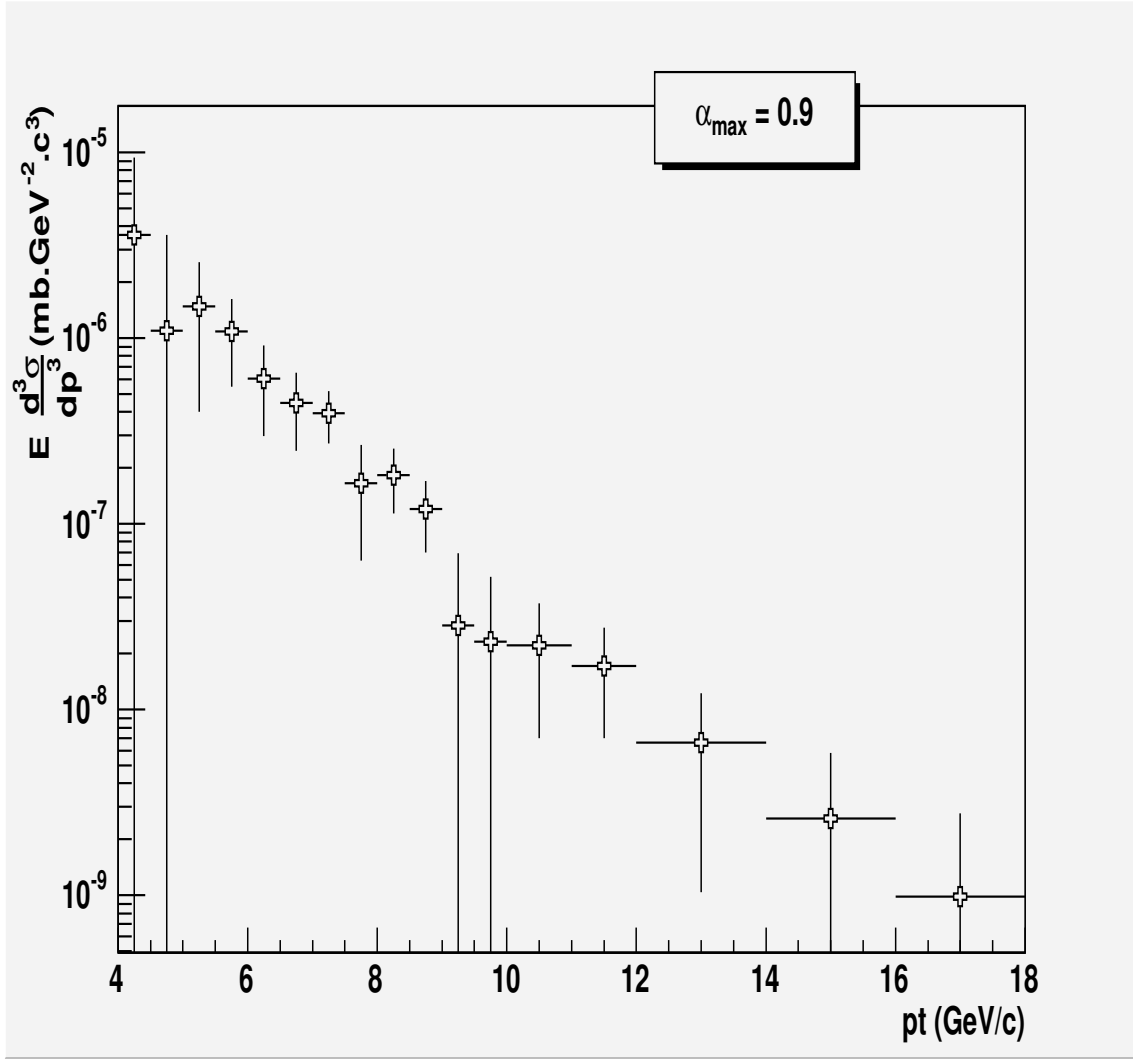


FIG. 5.10 – Sections efficaces invariantes de production des photons directs pour une coupure en asymétrie  $\alpha_{\max} = 0,9$  dans les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV.

électromagnétique. La différence notable est que pour SICA, la zone fiduciaire varie (en fonction de  $\alpha_{\max}$ ) alors que dans la méthode d'étiquetage ce n'est pas le cas. Dans la publication [81], le choix d'amputer le détecteur de 10 tours autour d'EMCal est fait arbitrairement, ce qui revient à fixer le facteur d'asymétrie. La vérification qu'un changement de configuration n'entraînerait aucune modification du résultat n'est pas présenté et nécessiterait de recalculer les corrections (notamment l'acceptance) à apporter aux différents spectres. Notre analyse SICA tient compte de cette variation, tout en obtenant le même résultat quelque soit le choix du paramètre  $\alpha_{\max}$  (voir figure 5.10), et sans modification majeure dans le code d'analyse.

- Le point commun avec la méthode de soustraction cette fois, est que la méthode SICA utilise également des rapports pour le calcul de son excès de photons directs.

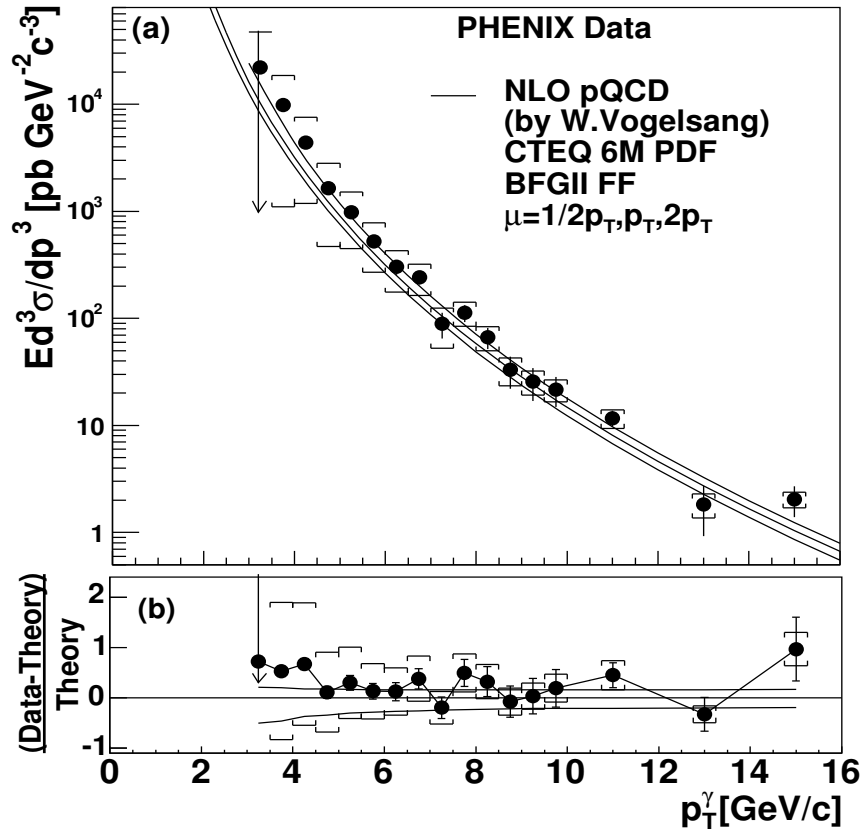


FIG. 5.11 – (a) Section efficace invariante de production des photons directs dans les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV [81] et calculs pQCD pour 3 facteurs d'échelle théoriques  $\mu$  ( $\mu = p_T/2$  correspond à la courbe du haut), les crochets autour des points représentent les erreurs systématiques. (b) Comparaison calcul pQCD ( $\mu = p_T$ ) et données.

D'ailleurs une analogie peut-être faite entre le double rapport de la méthode de soustraction  $R_\gamma$  et  $\epsilon_{tot}$  de la méthode SICA :

$$\epsilon_{tot} = R_\gamma - 1 \quad (5.8)$$

Ces rapports évitent alors tout calcul de renormalisation. Néanmoins dans le cas de la méthode par soustraction le code de simulation pour estimer la contribution en photon de décroissance nécessite en entrée un spectre de pions neutres normalisé. Ce n'est pas le cas pour SICA, qui n'a besoin que de la forme du spectre initial de pions  $\pi^0$ .

Il apparait donc que notre méthode SICA tout en empruntant des caractéristiques aux deux méthodes de [81], apporte à chaque fois quelques améliorations.



## 5.4 Cacul de la valeur moyenne $\bar{\epsilon}_{tot}$

Étant donné la variation de  $\epsilon_{tot}$  en fonction du facteur d'asymétrie, sa valeur moyenne pondérée  $\bar{\epsilon}_{tot}$  est calculée de la manière suivante :

$$\bar{\epsilon}_{tot} = \frac{1}{w} \sum_{i=1}^4 w_i \epsilon_{tot_i} \quad (5.9)$$

avec  $\epsilon_{tot_i}$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$  correspondant respectivement aux quatre valeurs d'asymétrie calculé précédemment 0.6, 0.7, 0.8, 0.9. Le terme  $w_i$  est l'inverse de l'erreur statistique associée ( $w_i = \frac{1}{(\Delta\epsilon)^2}$ ) et  $w$  la somme totale. Le résultat est visible figure 5.12, les rectangles traduisent l'erreur systématique. Cette erreur systématique est estimée en prenant les valeurs maximums et minimums de l'excès total obtenues suivant le facteur d'asymétrie  $\alpha_{max}$  et pour des impulsions transverses comprises entre [4; 8] GeV/c. Les valeurs de l'excès moyen  $\bar{\epsilon}_{tot}$  sont reportées dans le tableau 5.1 ainsi que les erreurs statistiques et systématiques relatives.

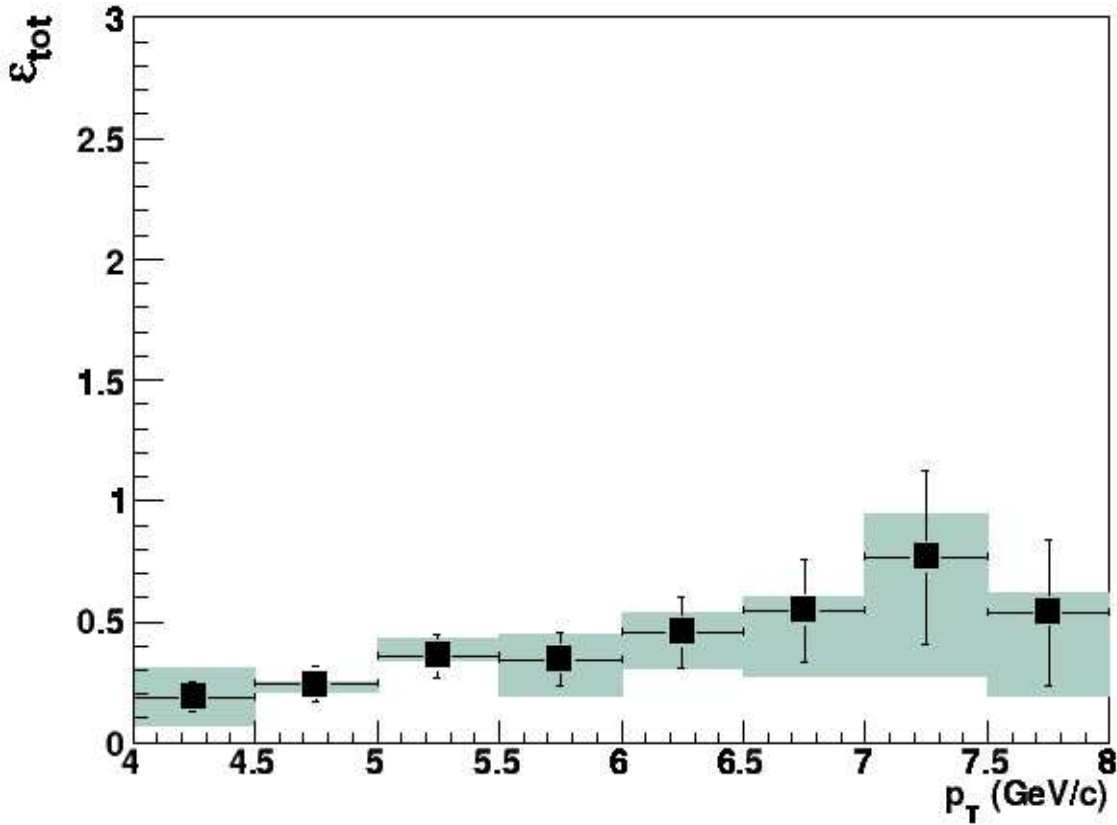


FIG. 5.12 – Estimation de l'excès moyen  $\bar{\epsilon}_{tot}$  en fonction de l'impulsion transverse et entre [4; 8] GeV/c. Les zones grisées correspondent aux erreurs systématiques.

L'expression de la formule 5.4 permet d'extraire le spectre de photons directs à partir du spectre de photons inclusifs calculé précédemment. L'évolution du rapport moyen  $\frac{\epsilon_{tot}}{\epsilon_{tot}+1}$  est montrée figure 5.13 en même temps que les erreurs statistiques et systématiques

$p_T(\text{GeV}/c)$	$\varepsilon_{tot}$	$\frac{\Delta\varepsilon_{tot}}{\varepsilon_{tot}}$ (stat)	$\frac{\Delta\varepsilon_{tot}}{\varepsilon_{tot}}$ (syst)
4,25	$0,19 \pm 0,06^{+0,12}_{-0,12}$	34 %	125 %
4,75	$0,24 \pm 0,07^{+0,01}_{-0,03}$	29 %	19 %
5,25	$0,36 \pm 0,09^{+0,07}_{-0,02}$	25 %	24 %
5,75	$0,34 \pm 0,11^{+0,10}_{-0,15}$	31 %	73 %
6,25	$0,46 \pm 0,15^{+0,08}_{-0,15}$	32 %	49 %
6,75	$0,55 \pm 0,21^{+0,06}_{-0,27}$	39 %	60 %
7,25	$0,77 \pm 0,36^{+0,18}_{-0,49}$	47 %	87 %
7,75	$0,54 \pm 0,30^{+0,08}_{-0,34}$	56 %	79 %

TAB. 5.1 – Valeurs de l’excès moyen  $\bar{\varepsilon}_{tot}$  ainsi que les erreurs statistiques et systématiques relatives associées.

(rectangle associé à chaque point). Il en découle alors figure 5.14 la section efficace de production de photons directs par la méthode SICA (carrés), celle-ci est comparée au résultat PHENIX déjà publié [81].

## 5.5 Discussion sur les différents résultats

Le lecteur a pu remarquer l’écart très important entre le spectre de photons directs donné par la méthode SICA et celui publié par PHENIX. Après une vérification complète du code d’analyse, plusieurs pistes sont cependant possibles pour expliquer cet écart :

- tout d’abord, du fait des valeurs très proches des rapports  $R_{exp}$  et  $R_{\pi^0}$ , la moindre fluctuation de l’un des deux pourrait changer la valeur de l’excès. Plus particulièrement il faudrait vérifier l’impact du choix de la fonction d’entrée d’ajustement du spectre réel de  $\pi^0$  pour le code de simulation. Comme il a été vu dans les chapitres précédents le choix s’est porté sur une fonction Hagedorn modifiée, il conviendrait de refaire le même travail en utilisant par exemple un ajustement en loi de puissance. Ensuite, il faudrait regarder l’influence de ce changement de forme du spectre d’entrée sur le rapport  $R_{\pi^0}$ .
- pour le calcul du terme  $\epsilon_{PID}$  qui concerne la contribution en particules chargées, il est nécessaire de faire appel à un code de simulation qui a pour entrée des spectres de ces mêmes particules chargées pour estimer la correction en efficacité. Ce n’est pas le cas du FMC qui est utilisée dans notre analyse. Ceci explique que ce terme n’ait pas été pris compte. Cependant des références existent [78, 79] décrivant une approche qui approxime cette contribution à une constante égale à 14 %, c’est d’ailleurs ce qui a été utilisée dans le cadre de nos photons inclusifs. Il conviendrait donc d’utiliser la formule 3.24 au lieu de l’approximation de l’expression 3.26.
- la dernière remarque vient de la difficulté de comparer notre section efficace de pro-

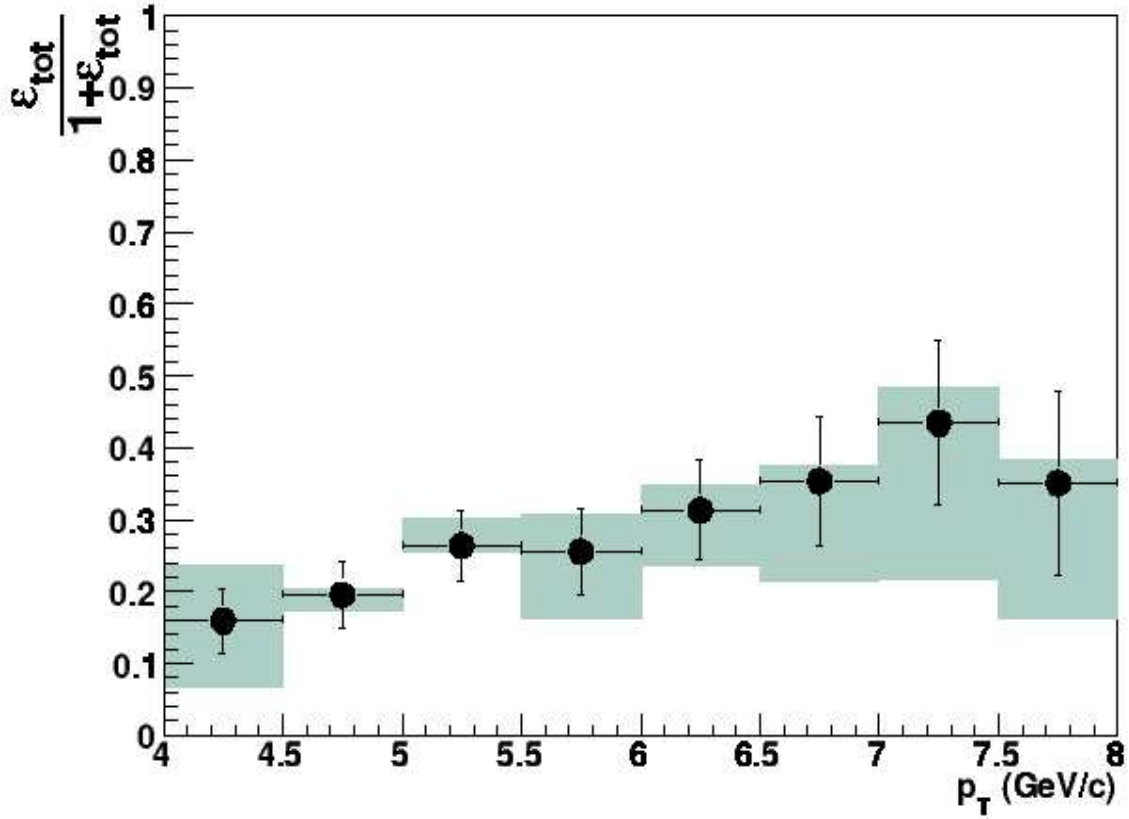


FIG. 5.13 – Calcul de la fraction de photons directs  $\epsilon_{tot}/(\epsilon_{tot} + 1)$  moyen dans une gamme en impulsion transverse comprise entre  $[4; 8]$  GeV/c. Les zones grisées correspondent aux erreurs systématiques.

duction des photons inclusifs avec un résultat officiel puisque celui-ci n'existe pas. En se référant à la formule 5.4, la section efficace de production des photons directs est calculée directement à partir de celle des photons inclusifs. Une piste plausible serait un écart entre les spectres de photons inclusifs des différentes analyses. Malheureusement, comme il a été déjà dit, aucun spectre de référence n'est disponible.

La dernière remarque explique que les résultats de notre analyse vont également être confrontés dans le chapitre suivant à divers calculs théoriques qui confirmeront éventuellement que l'excès donné par la méthode SICA est bien trop important.

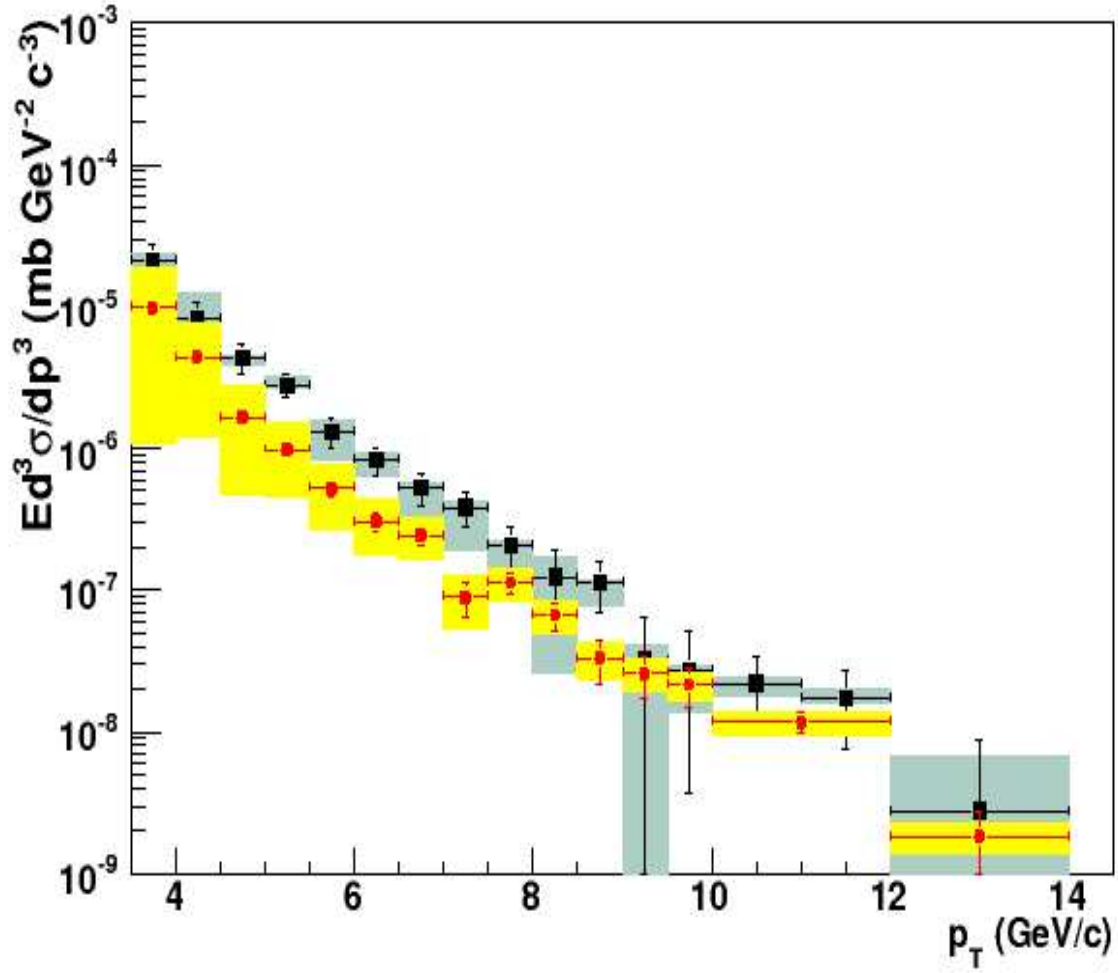


FIG. 5.14 – Section efficace invariante de production des photons directs dans les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV calculée par la méthode SICA et à partir d'un excès moyen  $\bar{\epsilon}_{tot}$  (carrés) comparée au résultat de la publication [81] (cercles). Les rectangles grisés correspondent aux erreurs systématiques.



# Chapitre 6

## Comparaison avec des modèles théoriques

Les données obtenues, comme celles déjà collectées par la collaboration PHENIX et les autres expériences opérant auprès de RHIC sont essentielles dans la validation des modèles s'adressant à la fois aux processus dits mous à faible énergie et impulsion transverse et à ceux à plus haute impulsion transverse dit durs. Ce chapitre s'inspire largement des travaux présentés dans un rapport jaune du CERN concernant les aspects de la physique des photons dans les collisions réalisées dans le futur LHC [84].

### 6.1 Présentation succincte des modèles utilisés

#### 6.1.1 Approche PHOJET.

Le générateur d'événements de type Monte Carlo, conçu par Engel et Ranft [85, 86] incorpore un modèle de partons dual avec la considération de la théorie de Regge et un formalisme pQCD à l'ordre dominant (Leading order "LO", en anglais). Le modèle des partons dual et son incorporation dans PHOJET sont largement décrits dans la thèse d'Engel [87] et repris dans [84].

L'objectif de ce code de simulation est de permettre la description des phénomènes mous et surtout de prendre en compte la transition vers les processus plus durs par l'intégration du calcul pQCD à l'ordre dominant. La définition de son domaine d'application en découle, c'est-à-dire, qu'il s'étend jusqu'à des valeurs de  $p_T$  proches de 10 GeV/ $c$ . Les résultats de ce modèle présentés ici, sont tirés de la référence [84].

#### 6.1.2 Formalisme pQCD à l'ordre sous-dominant

Le théorème de factorisation permet d'écrire la section efficace de production d'une particule à grande impulsion transverse, dans le cadre de QCD perturbatif, sous la forme :

$$\frac{d\sigma_{AB \rightarrow C}}{d\mathbf{p}_T dy} = \sum_{a,b,c} \int dx_a dx_b \frac{dz}{z^2} F_{a/A}(x_a, M) F_{b/B}(x_b, M)$$

$$D_{C/c}(z, M_F) \frac{d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow c}(\mu, M, M_F)}{d\mathbf{p}_{T,c} dy_c}, \quad (6.1)$$

avec  $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow c}$ , la section efficace du processus dur intervenant entre les partons  $a$  et  $b$  présents, respectivement, dans les hadrons  $A$  et  $B$ . Cette section efficace est convoluée avec les densités de partons  $F$  et la fonction de fragmentation  $D_{C/c}(z, M_F)$  du parton  $c$  vers la particule  $C$ . Les trois échelles  $\mu$ ,  $M$  et  $M_F$ , correspondant, respectivement, à la renormalisation, à la factorisation dans l'état initial et à la fragmentation, restent des paramètres à ajuster auprès des valeurs expérimentales. Elles sont, en règle générale, prises égales à des valeurs comprises entre  $0,5 \times p_T$  et  $2 \times p_T$ . Dans le cas de l'émission d'un photon, il est nécessaire de considérer la production directe d'un photon dont la contribution  $\sigma_{(D)}$  s'exprime avec une fonction de fragmentation se réduisant à  $\delta(1 - z)$ . L'autre contribution  $\sigma_{(F)}$  provient d'un processus de rayonnement de freinage où l'émission d'un photon trouve son origine dans la fragmentation d'un quark ou d'un gluon  $c$ . En suivant la dérivation développée dans la référence [88], les formules essentielles s'expriment de la façon suivante :

$$\sigma_\gamma = \sigma_{(D)}(\mu, M, M_F) + \sum_{k=q,\bar{q},g} \sigma_{(F),k}(\mu, M, M_F) \otimes D_{\gamma/k}(M_F) \quad (6.2)$$

A la précision du développement à l'ordre sous-dominant de pQCD, les auteurs de [88] obtiennent :

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}_T d\eta} = \frac{d\sigma_{(D)}}{d\vec{p}_T d\eta} + \frac{d\sigma_{(F)}}{d\vec{p}_T d\eta} \quad (6.3)$$

où

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{(D)}}{d\vec{p}_T d\eta} = & \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_1 dx_2 F_{i/A}(x_1, M) F_{j/B}(x_2, M) \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \left[ \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{d\vec{p}_T d\eta} \right. \\ & \left. + \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} K_{(D),ij}(\mu, M, M_F) \right] \end{aligned} \quad (6.4)$$

et

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{(F)}}{d\vec{p}_T d\eta} = & \sum_{i,j,k=q,\bar{q},g} \int dx_1 dx_2 \frac{dz}{z^2} F_{i/A}(x_1, M) F_{j/B}(x_2, M) D_{\gamma/k}(z, M_F) \\ & \left[ \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \right]^2 \left[ \frac{d\hat{\sigma}_{ij,k}}{d\vec{p}_T d\eta} + \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} K_{(F),ij,k}(\mu, M, M_F) \right]. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Dans ces dernières équations,  $\alpha_s(\mu)$  est la constante de couplage fort, définie dans le schéma de renormalisation  $\overline{\text{MS}}$  pour la valeur de l'échelle de renormalisation  $\mu$ . Les termes  $K_{(D),ij}$  et  $K_{(F),ij,k}$  sont des termes de corrections à l'ordre sous-dominant (Next-to-Leading Order, "NLO"), aux contributions (D) et (F) sont définis dans le schéma  $\overline{\text{MS}}$  adopté. Les calculs des sections efficaces pQCD ont été effectués à l'aide du programme analytique INCNLO d'Aurenche et collaborateurs [89].

## 6.2 Les spectres de pions neutres

Les premiers résultats de RHIC pour les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV ont montré qu'il existait un accord entre les résultats pQCD et les résultats expérimentaux. Donc dans

toute analyse, il est intéressant de refaire cette comparaison avec les résultats théoriques et les autres analyses. Nos résultats expérimentaux (figure 6.1) sont en bon accord avec les résultats précédents de PHENIX [90], surtout pour les valeurs élevées en  $p_T$  et présentent un léger excès dans la partie à faible  $p_T$ .

## 6.3 Divers spectres de photons

### 6.3.1 Photons inclusifs

Le spectre de photons inclusifs correspond à la prise en compte des photons de toute origine (directs ou issus de décroissance). Le spectre de photons inclusifs que nous avons obtenu est bien représenté par les calculs déjà explicités (voir figure 6.2). Bien entendu, la majorité de ces photons sont issus de désintégration de différentes particules ou résonances. Dans le cas de l'utilisation du code PHOJET/DPMJET, il y a une prise en compte explicite des décroissances tant pour les mésons  $\pi^0$  et  $\eta$ , que pour les autres résonances. Par contre il n'y a pas de calculs d'émission de photons directs. Dans le cas des calculs de pQCD à l'ordre sous-dominant, où il n'y a pas considération des décroissances, il est possible en faisant l'hypothèse que le spectre de pions  $\pi^0$  calculé peut être reproduit par une loi de puissance, d'estimer le rapport  $R_{\frac{\gamma_{d\acute{e}c}}{\pi^0}}$  [91]. Ce rapport exprime la relation entre un spectre de pions  $\pi^0$  et celui de photons de décroissance de ces pions en résultant. Le spectre de photons de décroissance s'en déduit très aisément. En suivant toujours [84], cela se résume comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dp_T} &\sim \frac{1}{p_T^n}, \\ R_{\frac{\gamma_{d\acute{e}c}}{\pi^0}} &= \frac{2}{n-1}. \end{aligned} \quad (6.6)$$

La valeur de l'exposant  $n$  est soit estimé par un ajustement global à la l'aide de la loi de puissance, du spectre de pions  $\pi^0$  calculé dans le cas de pQCD, soit calculé localement. La cohérence d'ensemble est apparente dans la figure 6.2 entre notre spectre expérimental de photons inclusifs et les différents résultats des calculs présentés dans la référence [84]. La présentation dans le cas PHOJET/DPMJET de diverses contributions de photons de décroissance permet de se rendre compte de l'importance de chacune.

### 6.3.2 Photons directs

Le spectre de photons directs que nous avons obtenu avec la méthode SICA, dans le cas des collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV, apparaît d'une amplitude très supérieure à celles des autres approches poursuivies au sein de la collaboration PHENIX [92, 81]. Cela transparaît, clairement, dans la figure 6.3. L'ensemble des résultats des autres approches sont très proches les uns des autres et bien reproduits par les calculs pQCD cités en [84], que nous avons étendu à des valeurs plus élevées de  $p_T$ .



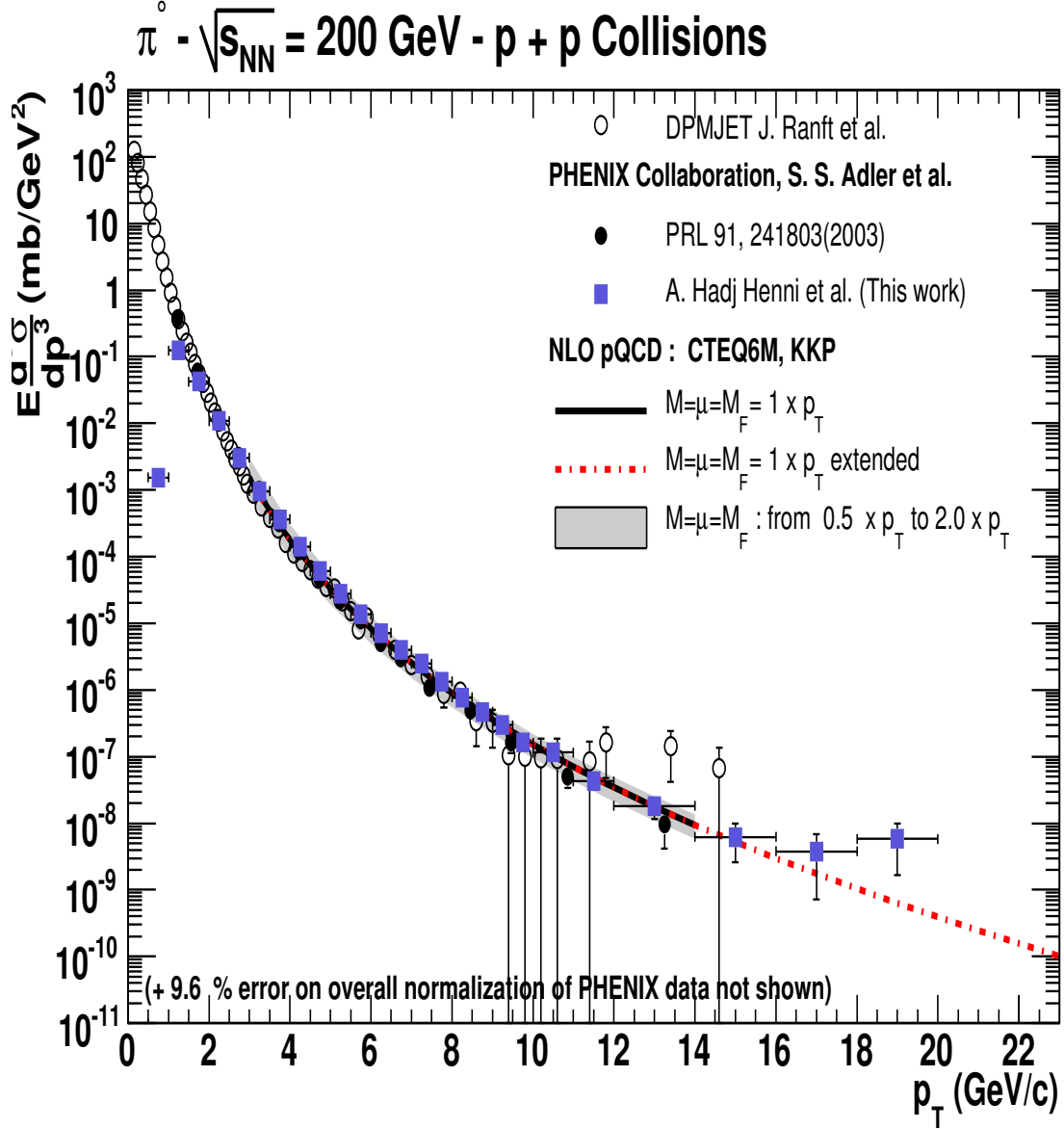


FIG. 6.1 – Spectres d'émission de pions neutres  $\pi^0$  pour les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}/c$ . Les résultats de PHOJET/DPMJET sont tirés de la référence [84]. Les calculs pQCD ont été effectués à l'aide du code INCNLO version 1.5 [89].

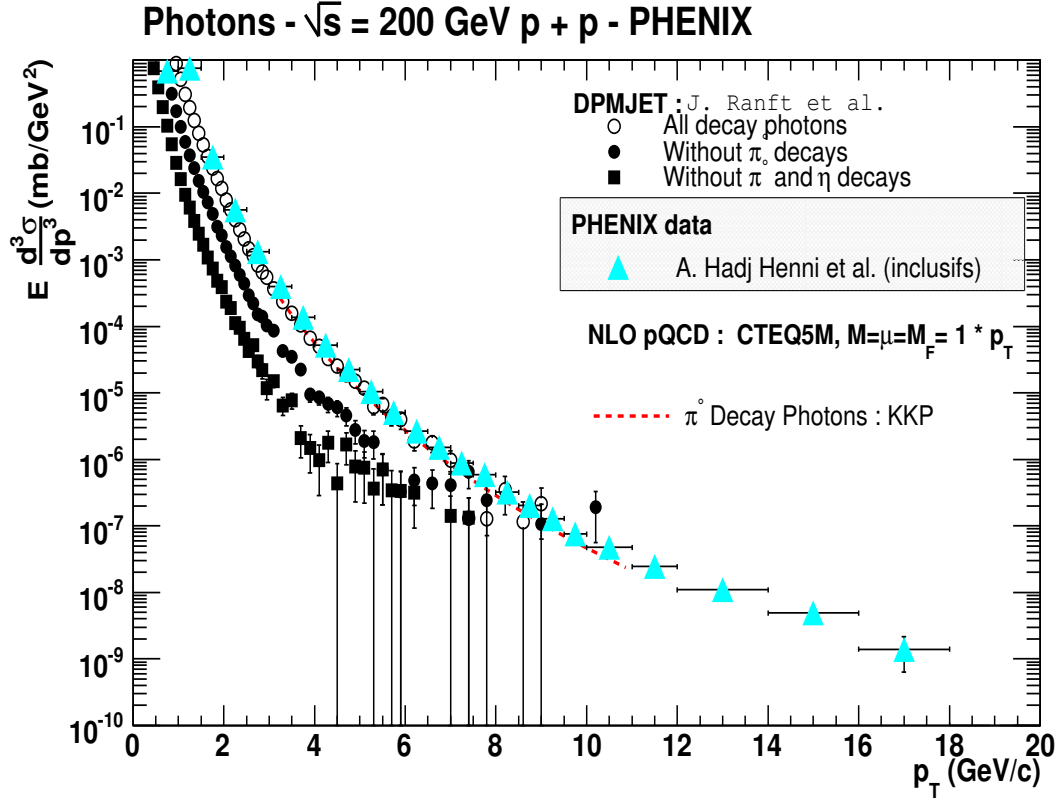


FIG. 6.2 – Spectre des photons inclusifs analysés dans notre travail (triangles pleins), pour les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV. Sont également présentés : les résultats de PHOJET/DPMJET concernant les photons issus de la décroissance des divers mésons; les résultats déduits, à l'aide de l'équation (6.6), du spectre de production des pions  $\pi^0$ , calculé par pQCD à l'ordre sous-dominant. Les valeurs concernant les calculs théoriques sont tirées de la figure correspondante dans la référence [84].

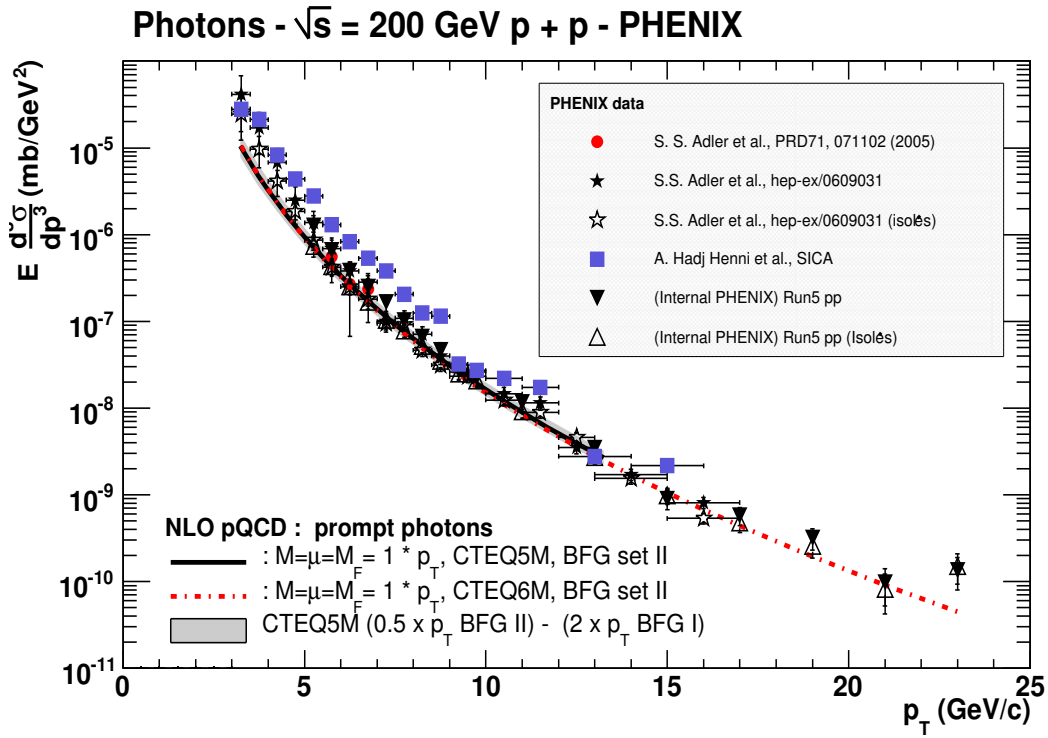


FIG. 6.3 – Spectre de photons directs que nous avons sélectionnés avec l’approche SICA, comparé aux autres résultats obtenus par la collaboration PHENIX [92, 81]. Les résultats des calculs sont tirés de la figure correspondante de [84], à l’exception du calcul faisant intervenir les fonctions de structure CTEQ6M, et s’étendant à des valeurs plus élevées en  $p_T$ , qui a été réalisé au sein du groupe PHENIX de SUBATECH.

Malgré ses nombreuses qualités dans la sélection des photons directs, il existe une légère surabondance de photons directs, sélectionnés par la méthode SICA, attestée par la comparaison avec les autres résultats PHENIX et les calculs pQCD.



# Conclusion

L'analyse faite dans le cadre de cette thèse s'est donc attelée à l'extraction d'une section efficace invariante de production des photons directs à grande impulsion transverse dans les collisions  $p + p$  à  $\sqrt{s} = 200$  GeV. Les collisions  $p + p$  constituant une référence indispensable pour les systèmes plus lourds où est supposée la création du plasma de quarks et de gluons.

Plusieurs méthodes ont déjà permis ce travail, entre autres la méthode par soustraction et la méthode par étiquetage du pion neutre  $\pi^0$ . L'une et l'autre s'accordant sur un même résultat concernant le spectre de production de photons directs.

La méthode SICA présentait alors dans sa démarche un mélange de ces deux analyses tout en y adjoignant quelques améliorations. Elle utilise un calcul de masse invariante pour séparer les photons directs des photons issus d'une décroissance électromagnétique de hadrons et elle introduit des rapport ( $R_{exp}$  et  $R_{\pi^0}$ ) qui évite toute renormalisation.

Elle présentait également l'avantage de proposer une nouvelle approche de différentiation des différentes sources de photons ce qui permet de recouper avec les autres résultats et éviter ainsi tout artefact de simulation. La difficulté provient évidemment de pouvoir mettre en oeuvre de façon complète un nouvel algorithme dans le temps "restreint" d'une thèse.

Malheureusement les résultats obtenus par l'analyse SICA ne sont pas en adéquation avec les autres analyses. Cependant plusieurs pistes ont été proposées afin d'améliorer cette méthode. En premier lieu tenir compte de la contribution en particules chargées  $\epsilon_{PID}$  qui n'est pas négligeable, pour le spectre de photons inclusifs elle est de l'ordre de 14%.

Une étude systématique devrait aussi être faite sur l'influence du choix de la fonction d'entrée du code de simulation, qui ajuste le spectre du pion  $\pi^0$ , sur le calcul du rapport  $R_{\pi^0}$  et par conséquent sur l'excès final  $\epsilon_{tot}$ . Les deux rapports  $R_{exp}$  et  $R_{\pi^0}$  étant très proches la moindre fluctuation dans l'estimation de ces deux paramètres entraine un excès totalement différent. D'ailleurs, cela pourrait constituer une des restriction de la méthode SICA. L'autre restriction correspondrait à l'application de cette méthode dans un environnement où la multiplicité serait plus importante que dans les collisions  $p + p$ , donc les systèmes plus lourds. Il faudrait alors introduire d'autres paramètres et notamment celui qui considérerait la probabilité de créer des mauvaises paires attribuées à la décroissance électromagnétique d'un hadron.

L'autre problématique soulevée est l'impossibilité de comparer notre spectre de photons inclusifs, primordial pour le calcul du spectre de photons directs, à une référence connue. Or un spectre de photons inclusifs sur-estimé pourrait expliquer l'écart obtenu par notre analyse comparée aux autres.



# Bibliographie

- [1] M. Gell-Mann. *A Schematic Model of Baryons and Mesons*. Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [2] G. Zweig. *An  $SU(3)$  model for strong interaction symmetry and its breaking* (1964a), CERN-TH-401.
- [3] G. Zweig. *An  $SU(3)$  model for strong interaction symmetry and its breaking*. 2 (1964b), CERN-TH-412.
- [4] W. M. Yao et al. (Particle Data Group). *Review of particle physics*. J. Phys. **G33**, 1 (2006).
- [5] J. L. Rosner. *Resource letter : The standard model and beyond*. Am. J. Phys. **71**, 302 (2003), hep-ph/0206176.
- [6] H. Satz. *Colour deconfinement in nuclear collisions*. Rept. Prog. Phys. **63**, 1511 (2000), hep-ph/0007069.
- [7] K. Rajagopal and F. Wilczek. *The condensed matter physics of QCD* (2000), hep-ph/0011333.
- [8] S. Hands. *The phase diagram of qcd*. Contemp. Phys. **42**, 209 (2001), physics/0105022.
- [9] P. F. Kolb. *Heavy ion phys.* **243**, 21 (2004), nucl-th/0304036.
- [10] F. Weber. *Strange quark matter and compact stars* (2004), astro-ph/0407155.
- [11] Z. Fodor and S. D. Katz. *Lattice determination of the critical point of QCD at finite  $T$  and  $\mu$* . JHEP **03**, 014 (2002), hep-lat/0106002.
- [12] F. Karsch. *Lattice results on QCD thermodynamics*. Nucl. Phys. **A698**, 199c (2002), hep-ph/0103314.
- [13] K. J. Eskola. *High energy nuclear collisions* (1999), hep-ph/9911350.
- [14] L. Ahle and al. Phys. Lett. **B332** (1994), 258.
- [15] S. Margetis. *Na49*. Phys. Rev. Lett. **75** (1995), 3814.
- [16] Y. Schultz. J. Phys. **G30** (2004), S903.
- [17] J. D. Bjorken. *Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region*. Phys. Rev. **D27**, 140 (1983).
- [18] M. Bourquin and J. M. Gaillard. *A simple phenomenological description of hadron production*. Nucl. Phys. **B114**, 334 (1976).
- [19] R. J. Glauber (Interscience Publisher's Inc., New York, 1959), vol. 1 of *Lectures in Theoretical Physics*, p. 315.



- [20] D. Kharzeev and E. Levin. *Manifestations of high density QCD in the first RHIC data*. Phys. Lett. **B523**, 79 (2001), [nucl-th/0108006](#).
- [21] L. McLerran. *RHIC physics : The quark gluon plasma and the color glass condensate : 4 lectures* (2003), [hep-ph/0311028](#).
- [22] M. Jacob and P. V. Landshoff. *Mini - jets : Origin and usefulness*. Mod. Phys. Lett. **A1**, 657 (1986).
- [23] X.-N. Wang. *A pQCD-based approach to parton production and equilibration in high-energy nuclear collisions*. Phys. Rept. **280**, 287 (1997), [hep-ph/9605214](#).
- [24] K. Adcox et al. (PHENIX). *Measurement of the mid-rapidity transverse energy distribution from  $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{-GeV}$  Au + Au collisions at RHIC*. Phys. Rev. Lett. **87**, 052301 (2001), [nucl-ex/0104015](#).
- [25] M. M. Aggarwal et al. (WA98). *Scaling of particle and transverse energy production in 208-Pb + 208-Pb collisions at 158-A-GeV*. Eur. Phys. J. **C18**, 651 (2001), [nucl-ex/0008004](#).
- [26] T. Matsui and H. Satz. Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [27] R. L. Thews, M. Schroedter, and J. Rafelski. *Formation of quarkonium states at RHIC*. J. Phys. **G27**, 715 (2001a), [hep-ph/0009090](#).
- [28] R. L. Thews, M. Schroedter, and J. Rafelski. *Enhanced  $J/\psi$  production in deconfined quark matter*. Phys. Rev. **C63**, 054905 (2001b), [hep-ph/0007323](#).
- [29] S. S. Adler et al. (PHENIX).  *$J/\psi$  production in Au Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{-GeV}$  at the Relativistic Heavy Ion Collider*. Phys. Rev. **C69**, 014901 (2004a), [nucl-ex/0305030](#).
- [30] S. S. Adler et al. (PHENIX).  *$J/\psi$  production from proton proton collisions at  $\sqrt{s} = 200\text{-GeV}$* . Phys. Rev. Lett. **92**, 051802 (2004b), [hep-ex/0307019](#).
- [31] B. Alessandro. *Na50*. Eur. Phys. J. **C39**, 335 (2005), [hep-ph/0412036](#).
- [32] T. S. Biro, P. Levai, and B. Muller. *Strangeness production with 'massive' gluons*. Phys. Rev. **D42**, 3078 (1990).
- [33] G. E. Bruno et al. (the NA57). *New results from the NA57 experiment* (2003), [nucl-ex/0305033](#).
- [34] H. Caines. *What's interesting about strangeness production ? - An overview of recent results*. J. Phys. **G31**, S101 (2005), [nucl-ex/0412016](#).
- [35] M. Gyulassy and X.-N. Wang. *Multiple collisions and induced gluon Bremsstrahlung in QCD*. Nucl. Phys. **B420**, 583 (1994), [nucl-th/9306003](#).
- [36] X.-N. Wang and Z. Huang. *Medium-induced parton energy loss in gamma + jet events of high-energy heavy-ion collisions*. Phys. Rev. **C55**, 3047 (1997), [hep-ph/9701227](#).
- [37] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, S. Peigne, and D. Schiff. *Induced gluon radiation in a QCD medium*. Phys. Lett. **B345**, 277 (1995), [hep-ph/9411409](#).
- [38] B. G. Zakharov. *Radiative energy loss of high energy quarks in finite-size nuclear matter and quark-gluon plasma*. JETP Lett. **65**, 615 (1997), [hep-ph/9704255](#).
- [39] J. W. Cronin et al. *Production of Hadrons with Large Transverse Momentum at 200-GeV, 300-GeV, and 400-GeV*. Phys. Rev. **D11**, 3105 (1975).

- [40] B. Cole et al. *High  $p_T$  charged hadron suppression in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV*. PHENIX A.N. **206** (2003).
- [41] J. Adams et al. (STAR). *Evidence from  $d + Au$  measurements for final-state suppression of high  $p(T)$  hadrons in Au + Au collisions at RHIC*. Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003), nucl-ex/0306024.
- [42] J. Adams et al. (STAR). *Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma* (2005), nucl-ex/0501009.
- [43] G. E. Brown and M. Rho. *Scaling effective Lagrangians in a dense medium*. Phys. Rev. Lett. **66**, 2720 (1991).
- [44] B. Lenkeit et al. (CERES-Collaboration). *Recent results from Pb Au collisions at 158-GeV/c per nucleon obtained with the CERES spectrometer*. Nucl. Phys. **A661**, 23 (1999), nucl-ex/9910015.
- [45] G. Agakishiev et al. (CERES). *Enhanced production of low mass electron pairs in 200-GeV/u S - Au collisions at the CERN SPS*. Phys. Rev. Lett. **75**, 1272 (1995).
- [46] J. Adams et al. (STAR).  *$\rho_0$  production and possible modification in Au + Au and  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV*. Phys. Rev. Lett. **92**, 092301 (2004), nucl-ex/0307023.
- [47] *Quark Matter 2004* (2004), URL <http://qm2004.lbl.gov>.
- [48] L. Apanasevich et al. (Fermilab E706). *Measurement of direct photon production at Tevatron fixed target energies*. Phys. Rev. **D70**, 092009 (2004), hep-ex/0407011.
- [49] D. L. Adams et al. (E704). *Measurement of single spin asymmetry for direct photon production in  $p p$  collisions at 200-GeV/c*. Phys. Lett. **B345**, 569 (1995).
- [50] G. Balocchi et al. (UA6). *Direct photon cross sections in proton proton and anti-proton proton interactions at  $\sqrt{s} = 24.3$ -GeV*. Phys. Lett. **B436**, 222 (1998).
- [51] G. Sozzi et al. (UA6). *Direct photon production in anti- $p p$  and  $p p$  interactions at  $\sqrt{s} = 24.3$ -GeV*. Phys. Lett. **B317**, 243 (1993).
- [52] M. Bonesini et al. (WA70). *Production of high transverse momentum prompt photons and neutral pions in proton proton interactions at 280-GeV/c*. Z. Phys. **C38**, 371 (1988).
- [53] C. De Marzo et al. (NA24). *A measurement of direct photon production at large transverse momentum in  $\pi^- p$ ,  $\pi^+ p$  and  $p p$  collisions at 300-GeV/c*. Phys. Rev. **D36**, 8 (1987).
- [54] A. L. S. Angelis et al. (CMOR). *Direct photon production at the CERN ISR*. Nucl. Phys. **B327**, 541 (1989).
- [55] E. Anassontzis et al. *High  $p_T$  direct photon production in  $p p$  collisions*. Zeit. Phys. **C13**, 277 (1982).
- [56] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt. *Dynamical parton distributions of the proton and small  $x$  physics*. Z. Phys. **C67**, 433 (1995).
- [57] H. L. Lai et al. (CTEQ). *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon : CTEQ5 parton distributions*. Eur. Phys. J. **C12**, 375 (2000), hep-ph/9903282.

- [58] H. L. Lai et al. *Global QCD analysis and the CTEQ parton distributions*. Phys. Rev. **D51**, 4763 (1995), [hep-ph/9410404](#).
- [59] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. *Parton distributions : A new global analysis*. Eur. Phys. J. **C4**, 463 (1998), [hep-ph/9803445](#).
- [60] S. Alekhin. *Parton distributions from deep-inelastic scattering data*. Phys. Rev. **D68**, 014002 (2003), [hep-ph/0211096](#).
- [61] T. Horaguchi, Ph.D. thesis, Tokyo Institute of Technology (2006).
- [62] J. F. Owens. *Large momentum transfer production of direct photons, jets, and particles*. Rev. Mod. Phys. **59**, 465 (1987).
- [63] H. Hahn et al. *The RHIC design overview*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 245 (2003).
- [64] M. Adamczyk et al. (BRAHMS). *The BRAHMS experiment at RHIC*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 437 (2003).
- [65] B. B. Back et al. (PHOBOS). *The PHOBOS detector at RHIC*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 603 (2003).
- [66] K. H. Ackermann et al. (STAR). *STAR detector overview*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 624 (2003).
- [67] M. Allen et al. (PHENIX). *PHENIX inner detectors*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 549 (2003a).
- [68] S. H. Aronson et al. (PHENIX). *PHENIX magnet system*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 480 (2003).
- [69] M. Allen et al. (PHENIX). *PHENIX inner detectors*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 549 (2003b).
- [70] C. Adler et al. *The RHIC zero degree calorimeters*. Nucl. Instrum. Meth. **A470**, 488 (2001), [nucl-ex/0008005](#).
- [71] H. Akikawa et al. (PHENIX). *PHENIX muon arms*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 537 (2003).
- [72] L. Aphecetche et al. (PHENIX). *PHENIX calorimeter*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 521 (2003).
- [73] GEANT, *Cern program library long writeup w5013* (1993), URL <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>.
- [74] H. H. Gutbrod et al. *Proposal for a large acceptance hadron and photon spectrometer* (1991), CERN Geneva - CERN-SPSLC-91-17 (91/05, rec. Jul.) 87 p. CERN Geneva - CERN-SPSLC-P-260 (91/05, rec. Jul.) 87 p.
- [75] S. S. Adler et al. (PHENIX). *PHENIX on-line systems*. Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 560 (2003a).
- [76] G. Martinez et al. *Event by event isolated photon identification in EMCal spectrometer*. PHENIX A.N. **244** (2003).
- [77] D. G. d'Enterria et al. *Acceptance correction factors for Run-2  $\pi^0$ ,  $\eta$  and single photons detected in PHENIX EMCal*. PHENIX A.N. **115** (2002).
- [78] C. Klein-Bösing, Ph.D. thesis, Universität Münster (2004).

- [79] O. Zaudtke et al. *Measurement of direct photons in  $p + p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV in Run III - Final*. PHENIX A.N. **478** (2005).
- [80] J. Frantz et al. *Run2  $\pi^0$  and Direct Photon Analysis Note*. PHENIX A.N. **280** (2004).
- [81] S. S. Adler et al. (PHENIX). *Measurement of direct photon production in  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$ -GeV*. Phys. Rev. Lett. **98**, 012002 (2007), [hep-ex/0609031](#).
- [82] M. J. Tannenbaum. *Smearing and binning of falling spectra*. PHENIX A.N. **62** (2001).
- [83] K. Okada and H. Hiejima. *Photon conversion study in Run3  $p - p$  direct photon analysis*. PHENIX A.N. **449** (2005).
- [84] F. Arleo et al., *Photon physics in heavy ion collisions at the LHC* (CERN, Geneva, 2004), chap. 4, pp. 367–493, ISBN 92-9083-234-7, [hep-ph/0311131](#).
- [85] R. Engel. *Photoproduction within the two component dual parton model. 1. Amplitudes and cross-sections*. Z. Phys. **C66**, 203 (1995).
- [86] R. Engel and J. Ranft. *Hadronic photon-photon interactions at high energies*. Phys. Rev. **D54**, 4244 (1996), [hep-ph/9509373](#).
- [87] R. Engel, Ph.D. thesis, Universität Siegen (1997), URL <http://www-ik.fzk.de/engel/phojet.html>.
- [88] P. Aurenche, M. Fontannaz, J.-P. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen. *A new critical study of photon production in hadronic collisions*. Phys. Rev. **D73**, 094007 (2006), [hep-ph/0602133](#).
- [89] P. Aurenche, T. Binoth, M. Fontannaz, J.-P. Guillet, G. Heinrich, E. Pilon, and M. Werlen, *PHOX family* (2000), URL <http://lappweb.in2p3.fr/lapth/PHOXFAMILY/main.html>.
- [90] S. S. Adler et al. (PHENIX). *Mid-rapidity neutral pion production in proton proton collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV*. Phys. Rev. Lett. **91**, 241803 (2003b), [hep-ex/0304038](#).
- [91] T. Ferbel and W. R. Molzon. *Direct photon production in high-energy collisions*. Rev. Mod. Phys. **56**, 181 (1984).
- [92] S. S. Adler et al. (PHENIX). *Mid-rapidity direct-photon production in  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV*. Phys. Rev. **D71**, 071102 (2005), [hep-ex/0502006](#).



# Remerciements

Pour commencer, je voudrais adresser mes plus sincères remerciements à Mr Delagrange Hugues, Directeur de recherche au CNRS, pour m'avoir encadré pendant cette thèse. Ses importantes qualités humaines et sa grande disponibilité m'ont été d'une aide précieuse tout au long de la réalisation de ce travail. Également, je remercie sincèrement Mr Aphecetche Laurent, chargé de recherche au CNRS, pour son aide indispensable tout au long de cette thèse, de la première à la dernière année !

Je tiens à remercier la collaboration PHENIX et ses quelques 460 membres pour leur accueil chaleureux lors de mes multiples séjours au Laboratoire National de Brookhaven. Je tiens à remercier plus particulièrement Ginés Martinez, Chargé de recherche au CNRS pour sa disponibilité et son aide lors de l'analyse de données présentée dans ce manuscrit.

Je voudrais remercier Mr Roche Guy, professeur Émérite à l'université Blaise-Pascal, et Frédéric Fleuret, Chargé de recherche au CNRS, pour m'avoir fait l'honneur de juger mon travail de thèse en qualité de rapporteurs.

Je désire remercier François Sébille et François Arleo pour avoir participé à mon jury de thèse et pour leurs nombreux conseils et corrections lors de la rédaction du présent manuscrit.

Je tiens à remercier Mr Martino Jacques et Mme Roy Christelle, respectivement Directeur et Directeur adjoint du laboratoire Subatech, qui m'ont offert la possibilité de préparer ma thèse au sein de cette unité de recherche. Sans oublier tous les autres chercheurs du laboratoire.

Je n'oublie pas la gentillesse des secrétaires du laboratoire Subatech ainsi que la gaieté et l'humour des serveuses de la cafétéria de l'École des Mines.

Je remercie les doctorants de Subatech pour leur bonne humeur et pour les nombreuses pauses café prises ensemble...Ainsi que les amis, Badis, Mohamed, et tous les autres...

Enfin, cette page de remerciements ne serait pas complète sans un GRAND MERCI à ma famille et plus particulièrement à mes parents, mes soeurs et ma famille d'Algérie pour leur soutien depuis mon plus jeune âge, ainsi qu'à Mélanie, ma complice et compagnon de route !

## **Isolation des photons de grande impulsion transverse dans les collisions proton+proton à 200 GeV dans l'expérience PHENIX au RHIC**

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent d'atteindre des conditions expérimentales extrêmes afin de mettre en évidence un nouvel état de la matière. Cet état, qui aurait prévalu au premier instant de notre univers d'après la théorie du Big Bang, est appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). L'expérience PHENIX, un des points d'interaction du collisionneur RHIC au Laboratoire National Brookhaven (USA), a pour objectif d'étudier les traces laissées par le PQG. Les photons insensibles à l'interaction forte représentent alors pour les physiciens un des outils privilégiés de prospection. Les photons gardent donc intacte toute information provenant de la collision. En outre ils sont émis durant toutes les phases de la réaction, phase de formation, phase d'équilibre, phase mixte PQG/hadrons, phase de gaz hadronique jusqu'à l'hadronisation complète du système (freeze-out). La difficulté réside dans la séparation de toutes ces sources. Dans ce mémoire, ce sont les photons directs à valeurs élevées en impulsion transverse émis par processus partoniques durs qui nous intéressent. Dans ce domaine en impulsion, le bruit dû à d'autres sources photoniques (notamment la décroissance électromagnétique du pion neutre) est diminué. Le travail de cette thèse se focalise sur des systèmes légers p+p qui permettront une comparaison à des systèmes plus lourds Au+Au où la formation du PQG est supposée. Également une nouvelle méthode (SICA, Spectroscopic Isolation Cut Analysis) de différentiation des diverses sources photoniques est présentée. Le résultat principal, en plus d'autres spectres en impulsion transverse, est une nouvelle référence pour le taux de production de photons directs dans les collisions p+p à 200 GeV. Le spectre extrait par SICA est comparé aux résultats d'autres analyses de la sonde photonique ainsi qu'aux calculs pQCD.

**Mots clés :** Plasma de Quarks et de Gluons (PQG), collisions d'ions lourds ultra-relativistes, photons, pion neutre, SICA, RHIC, PHENIX.

## **Extraction of the high transverse momentum photons in proton+proton collisions at 200 GeV in the PHENIX experiment at RHIC.**

Ultra-relativistic heavy ions collisions allow to reach a hot and dense matter. This new state, called Quarks and Gluons Plasma (QGP), would exist at the first moment of our universe according to the Big Bang theory. The PHENIX experiment, one of the interaction points of the RHIC collider at Brookhaven National Laboratory (USA), aims to study the QGP's signatures. Photons don't interact strongly with the matter and so are an accurate tool to explore the phase of QGP. Moreover photons are emitted during all the phases of the nuclear collision: from the initial state to the final hadronization. We will present a direct photon, produced by hard scattering process in the beginning of the collision, identification method (SICA, Spectroscopic Isolation Cut Analysis) applied on p+p collisions at 200 GeV. This method allows for a better discrimination between direct photons and the other contribution (mainly the electromagnetic decay of the neutral pion). One could find in this thesis the direct photon rate production obtained by SICA and compared to other analysis. With the p+p collisions we have an important reference for the more heavier collisions (Au+Au) where we assume the QGP formation.

**Key words :** Quarks and Gluons Plasma (QGP), ultra-relativistic heavy ions collisions, photons, neutral pion, SICA, RHIC, PHENIX.

